



Etude de la structure de noyaux riches en neutrons à l'aide de nouvelles sondes

E. Sauvan

► To cite this version:

E. Sauvan. Etude de la structure de noyaux riches en neutrons à l'aide de nouvelles sondes. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2000. Français. NNT: . tel-00262097

HAL Id: tel-00262097

<https://theses.hal.science/tel-00262097>

Submitted on 10 Mar 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Caen/Basse-Normandie
U.F.R. de Sciences - Ecole doctorale SIMEM

THESE
présentée par

Emmanuel SAUVAN

pour obtenir
le titre de Docteur de l'Université de CAEN
Spécialité : Constituants élémentaires
(arrêté du 30 mars 1992)

**Etude de la structure de noyaux
riches en neutrons
à l'aide de nouvelles sondes**

Soutenue le 31 octobre 2000 devant le jury composé de :

Monsieur	Y. BLUMENFELD	Rapporteur
Monsieur	C. Le BRUN	Directeur de thèse
Monsieur	D. GOUTTE	
Madame	D. GUILLEMAUD-MUELLER	
Monsieur	P.G. HANSEN	Rapporteur
Monsieur	J.-F. LECOLLEY	Président
Monsieur	N.A. ORR	

"On peut être poète dans tous les domaines, il suffit que l'on soit aventureux et que l'on aille à la découverte"

Guillaume Appolinaire.

A ma famille,
à Marie.

Remerciements

Une thèse est avant tout l'histoire de multiples rencontres humaines qui constituent autant d'enrichissements personnels. C'est la raison pour laquelle je tiens à remercier ici toutes ces personnes que j'ai pu croiser ou côtoyer et qui ont à coup sûr influencé et contribué à la réalisation de ce travail.

Je commencerai par remercier l'ensemble du personnel du LPC pour l'ambiance stimulante et propice au travail qui règne dans ce laboratoire : c'est grâce à leurs efforts qu'il est possible de monter des expériences, de partir en mission, de pianoter sur nos ordinateurs ou encore d'effectuer des recherches bibliographiques, de discuter de choses et d'autres aux pauses café, et ceci dans la bonne humeur ! Bien sûr, je me dois de remercier le directeur de ce laboratoire, M. Bernard Tamain, de m'y avoir accueilli, ou plutôt devrais-je dire recueilli, et de m'avoir permis d'effectuer ce travail de thèse.

Merci à tous les membres de mon jury, surtout pour avoir trouvé le temps de lire ces 250 pages, à son président, Monsieur Jean-François Lecolley, à Messieurs P. Gregers Hansen et Yorick Blummenfeld pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse ainsi que pour leurs appréciations très "culinaires", à Madame Dominique Guillemaud-Mueller et Monsieur Dominique Goutte, autres membres de ce jury.

Je voudrais maintenant exprimer ma profonde sympathie envers l'équipe multi-ethnique avec laquelle j'ai travaillé au jour le jour et qui s'est vu incomber la lourde tâche d'encadrer ce travail et de relire maintes fois mon manuscrit : Monsieur Christian Le Brun, mon directeur de thèse, pour m'avoir sauvé la mise, pour ses conseils toujours très judicieux et pour m'avoir aidé à donner une suite à ces trois ans de recherche. Merci Christian et bon séjour à la montagne, le soleil y sera peut-être plus au rendez-vous !

Monsieur Nigel Orr, australien de son état, et surtout bibliothécaire d'une grande érudition en physique. Je dois dire que c'est très pratique lorsque l'on est à la recherche d'un article ... Merci pour toutes ces discussions de physique très enrichissantes que nous avons pu avoir et qui m'ont beaucoup appris. Enfin, surtout, désolé pour le ^{22}F , peut être devrais-tu poursuivre ton travail de thèse ? Au fait, il paraît que *"L'esprit et le génie perdent 25 % de leur valeur en débarquant en Angleterre"*, mais moi, mon avis est plutôt que soit Stendhal s'est trompé, soit les Australiens ne sont pas anglais (même s'ils jouent au cricket !) ...

Merci enfin au señor Miguel Marqués, Espagnol et footballeur averti, expert "ès PAW" et empereur du kumac. Merci pour tes "jolies" expériences et pour ton enthousiasme communicatif : *"On ne va jamais plus loin que lorsque l'on ne sait pas où l'on va"* (Henry Monnier). Merci enfin de m'avoir fait largement confiance lors du montage de cette expérience "héroïque" et de son analyse.

Je tiens également à faire part de mon amitié et de ma reconnaissance à Florin Carstoiu, Roumain fumeur de Bastos et globe-trotteur. Notre collaboration fut brève mais fructueuse, je pense. Merci Florin de m'avoir initié aux arcanes des calculs théoriques, j'ai beaucoup appris en t'écoutant et en discutant, et, comme a dit Napoléon : *"Sachez écouter, et soyez sûr que le silence produit souvent le même effet que la science"*. J'espère que nos chemins se croiseront à nouveau.

Maintenant vient le tour de remercier tous les thésards du laboratoire ou d'ailleurs, tous ceux que j'ai croisés plus où moins longtemps, dans les couloirs ou dans quelques écoles de physique, pour ces soirées passées ensemble et ces bières partagées. Je vais m'attarder plus longuement sur ceux du LPC : il s'agit d'une espèce particulière qui a pour habitude de se grouper deux fois par jour autour d'un objet appelé *"machine-à-café"*. Parmi les meneurs de cette transhumance quasi quotidienne se trouvent Jacquot le Normand avec ses petits dessins (non, je ne serai pas directeur!) et Jean-Luc dit "ligne de Z", en perpétuelle recherche du ^{16}C (merci pour tes corrections d'orthographe et fais moi signe si tu le retrouves!), suivent Labiche (Mark), qui malheureusement nous a quitté pour des contrées plus froides, Stéphane (*"Tonnerre de Brest!"*, même s'il n'est pas breton) et son collègue Cozmin, Pierre "le piègeur fou" (au fait, ça en est où le cheval?), les anciens, Christelle, Damien, ADN, Frédéric, Cyril et Nicolas et enfin, les p'tits derniers, Nathalie et Aymeric. D'aucuns se diront après avoir lu ces lignes, ça y est, il a "pété les plombs", la pression était trop forte! Soyez rassurés, me voici revenu à des propos plus normaux. Merci donc aussi et surtout à Lynda pour m'avoir supporté sans rechigner pendant trois longues années dans son bureau, moi et mes mots vulgaires lors des hoquets à répétition de mon *VXT 2000+* (caext5 étant son petit nom). Courage et bonne chance pour la suite! Bonne chance également à Nathalie qui me suit de près.

Le mot de la fin sera adressé à l'ensemble de ma famille sans laquelle il m'aurait été difficile d'arriver jusque-là, à la famille Coulouma chez qui cette thèse a été rédigée en grande partie et à Marie sans qui ce travail n'aurait tout simplement pas été possible. *"Le biologiste passe et la grenouille reste"*, dira Jean Rostand. Ces derniers mots semblent avoir peu de rapports avec la physique mais l'idée n'en reste pas moins applicable, sous réserve d'en changer quelques termes.

Table des matières

Introduction	11
1 Noyaux riches en neutrons : comment les sonder ?	13
1.1 Les noyaux riches en neutrons	13
1.1.1 Aux limites de la stabilité nucléaire	13
1.1.2 Les noyaux à halo	15
1.1.3 Le problème du continuum	17
1.2 Sondes et méthodes d'investigation	19
1.2.1 Mesures de sections efficaces de réaction	20
1.2.2 Fragmentation et perte d'un nucléon	20
1.2.3 Sonder le continuum	24
1.3 La capture radiative : une nouvelle sonde ?	25
1.3.1 Formalisme de la capture radiative	27
1.3.2 Un exemple sur l' ^4He	29
1.3.3 Une application aux noyaux à halo	30
1.4 Les motivations de ce travail	31
2 Dispositifs expérimentaux	35
2.1 Expérience de perte d'un neutron	35
2.1.1 Le faisceau secondaire	35
2.1.2 Le spectromètre SPEG	35
2.1.2.1 Principe d'un spectromètre à perte d'énergie	36
2.1.2.2 Le spectromètre SPEG : caractéristiques	36
2.2 Expérience sur l' ^6He	38
2.2.1 Le faisceau d' ^6He	39
2.2.2 Cible d'hydrogène liquide	40
2.2.3 Le Château de Cristal	42
2.2.4 Les télescopes	44
2.2.5 Détecteur veto	45
2.2.6 Electronique et acquisition	46
3 Etude de réactions de perte d'un neutron	49
3.1 Analyse	49
3.1.1 Sélection des différents noyaux	49
3.1.2 SPEG : étalonnages	52

3.1.2.1	Etalonnage en moment	52
3.1.2.2	Etalonnage en angle	54
3.1.2.3	Chambres à dérive dans le faisceau : caractérisation des particules incidentes	55
3.1.3	Distributions en moment	57
3.1.3.1	Correction de l'efficacité de détection	57
3.1.3.2	Extraction des largeurs	57
3.1.3.3	Correction des largeurs	58
3.1.4	Détermination des sections efficaces	61
3.2	Résultats expérimentaux	63
3.2.1	Distributions en moment sur cible de carbone	63
3.2.1.1	Moment parallèle	64
3.2.1.2	Moment transverse	64
3.2.1.3	Sections efficaces	66
3.2.1.4	Isotopes de bore et de carbone	66
3.2.2	Résultats sur cible de Ta	70
4	Exploitation des données : les mécanismes de perte d'un neutron	73
4.1	Modèle de Friedmann	74
4.2	Structure des noyaux : modèle en couches	76
4.3	Mécanismes de perte d'un neutron	78
4.3.1	Modèle de Hansen	78
4.3.2	Modèle de type Glauber	85
4.3.2.1	Mécanisme de réaction	85
4.3.2.2	Distributions en moment parallèle	91
4.3.2.3	Calcul des matrices S	92
4.3.2.4	Résultats et discussion	97
4.3.2.5	Réactions de perte d'un neutron : un outil spectro- scopique	101
4.3.2.6	Résumé et conclusions	106
4.3.3	Modèle basé sur l'approximation soudaine	107
4.3.3.1	Principe de ce modèle	108
4.3.3.2	Formalisme de base	109
4.3.3.3	Probabilités de dissociation	111
4.3.3.4	Distributions en moment	113
4.3.3.5	Comparaison aux données	117
4.3.3.6	Les distributions en moment transverse comme outil spectroscopique	122
4.3.3.7	Résumé et conclusions	123
4.3.4	Dissociation coulombienne	125
4.3.4.1	Amplitude de dissociation coulombienne	126
4.3.4.2	Distributions en moment pour la dissociation cou- lombienne	128
4.3.4.3	Comparaison aux données : p_{\parallel} et σ_{-1n}	131
4.3.4.4	Comparaison aux données : p_x	135

4.3.4.5	Application de l'approximation soudaine à la cible de Ta	137
4.3.4.6	Résumé et conclusions	139
4.4	Effets de l'acceptance finie du spectromètre	140
4.5	Traîne des distributions	144
4.6	Conclusions	149
5	Etude de la cassure de $l'^6\text{He}$	151
5.1	Analyse	152
5.1.1	Faisceau d' ^6He	152
5.1.2	Etalonnage de SPEG	152
5.1.3	Reconstruction de la distribution en moment parallèle	153
5.1.4	Reconstruction de la distribution en moment transverse	156
5.2	Résultats et interprétations	157
5.2.1	Distributions en moment	157
5.2.2	Calculs de Ershov	159
5.2.3	Section efficace	162
5.2.4	Effets d'acceptance en moment transverse	163
5.3	Conclusions	164
6	Capture radiative : $^6\text{He} + p$	167
6.1	Analyse	167
6.1.1	Identification des produits de capture avec SPEG	167
6.1.2	Détection des photons de haute énergie	168
6.1.2.1	Etalonnage en énergie des détecteurs BaF_2	168
6.1.2.2	Stabilité au cours du temps	170
6.1.2.3	Etalonnage en temps	172
6.1.2.4	Energie et angle des photons détectés	173
6.1.3	Simulation Monte-Carlo : un outil d'aide à l'analyse	174
6.2	Résultats et interprétations	175
6.2.1	^7Li dans SPEG + γ	175
6.2.1.1	Observations expérimentales et spectre en énergie des γ	175
6.2.1.2	Distribution angulaire des γ	178
6.2.1.3	Section efficace	180
6.2.2	Deutons et tritons détectés	181
6.2.2.1	Événements dans les télescopes	181
6.2.2.2	Tritons dans SPEG	182
6.2.2.3	Deutons dans SPEG	183
6.2.3	^6Li dans SPEG + γ	186
6.2.3.1	Observations expérimentales	186
6.2.3.2	Interprétations	187
6.2.3.3	Section efficace	192
6.2.4	^4He dans SPEG + γ	194
6.2.4.1	Observations expérimentales	194

6.2.4.2	Interprétations	196
6.3	Conclusions	200
Conclusions et perspectives		203
A	Simulation Monte-Carlo pour l'expérience de perte d'un neutron	207
A.1	Description du faisceau incident	207
A.2	Calcul de la perte d'énergie dans la cible	207
A.3	Emission des fragments	208
A.4	Dispersions dues à la cible et résolution de SPEG	209
B	Simulation Monte-Carlo pour l'expérience de capture radiative	211
B.1	Description géométrique du dispositif expérimental	211
B.2	Réponse des détecteurs BaF ₂	212
B.3	Réponse à des muons cosmiques	214
B.4	Simulation de capture radiative	215
C	Réaction de perte d'un neutron : résumé des résultats	219
C.1	Résultats sur cible de carbone	220
C.2	Résultats sur cible de tantale	220
D	Résumé de la structure calculée des noyaux	221
E	Formules analytiques de dissociation coulombienne	229
F	Formules détaillées du modèle d'approximation soudaine	233
F.1	Moment coulombien transféré	233
F.2	Expressions des amplitudes de dissociation	234
F.3	Distributions en moment parallèles	236
G	Les distributions en moment parallèle comme outil spectroscopique : exemples	239

Introduction

Le cadre général de ce travail est l'étude des noyaux exotiques légers riches en neutrons et, plus spécifiquement, l'exploration de différentes voies de réaction utilisées comme sondes de leur structure. L'étude de ces noyaux permet d'apporter de nouvelles contraintes sur les modèles théoriques décrivant la structure du noyau mais aussi caractérisant le(s) mécanisme(s) de réaction mis en jeu. Ainsi l'étude spécifique des mécanismes de réaction utilisés pour étudier ces noyaux exotiques est en elle-même intéressante et nécessaire. Etant donné que nous détectons toujours les particules présentes dans l'état final d'une réaction, il est important de bien comprendre les processus conduisant à la formation de ces particules afin de pouvoir remonter à une information sur l'état du noyau projectile.

Les différentes motivations de ce travail seront présentées dans le chapitre 1. Nous exposerons les caractéristiques de ces noyaux légers riches en neutrons ainsi que les principales méthodes employées jusqu'à présent pour leur étude. La suite de ce travail sera alors consacrée à l'exploration de deux sondes spécifiques : les réactions de perte d'un neutron et une réaction de capture radiative, nouvelle méthode que nous avons proposée pour l'étude des noyaux à halo de deux neutrons.

Les réactions de perte d'un neutron sont utiles à l'étude des noyaux à halo d'un neutron. Nous en présenterons une étude expérimentale complète dans le chapitre 3 ainsi que l'étude théorique des mécanismes de réaction mis en jeu dans le chapitre 4. Nous montrerons alors que ce type de réaction peut être utilisé d'une manière plus générale, comme outil spectroscopique. Prolongeant ce travail, nous nous intéresserons, dans le chapitre 5, au cas des noyaux à halo de 2 neutrons au travers du cas spécifique de la dissociation de l' ^6He sur une cible de protons. Enfin, dans le dernier chapitre, seront présentés les résultats d'une réaction de capture radiative d'un proton par l' ^6He , expérience réalisée pour la première fois.

Chapitre 1

Noyaux riches en neutrons : comment les sonder ?

Au cours de ces 20 dernières années, les centres d'intérêt de la physique nucléaire se sont déplacés des noyaux stables dont la structure est relativement bien connue, vers les noyaux exotiques dans lesquels de nouveaux phénomènes ont été mis en évidence. Le développement de nouvelles techniques permettant de créer ces noyaux instables nous a permis de commencer à les étudier. Nous nous sommes alors rendus compte des limites de notre connaissance de la matière nucléaire et de la structure des noyaux. En effet, les modèles théoriques qui semblaient apporter une bonne description des noyaux stables se sont révélés inefficaces pour décrire ces nouveaux noyaux.

Dans ce chapitre, nous allons donc commencer par présenter ces noyaux exotiques, leurs spécificités et l'intérêt que nous avons à les étudier. Nous nous limiterons alors au cas des noyaux légers riches en neutrons. Nous verrons ensuite les différents moyens qui s'offrent à nous pour étudier ces noyaux.

1.1 Les noyaux riches en neutrons

1.1.1 Aux limites de la stabilité nucléaire

Les lignes isobariques de la carte des noyaux se terminent par une instabilité envers l'émission de nucléons. Ces deux limites, au "nord-ouest" et au "sud-est" correspondent à une énergie de liaison nulle pour le dernier proton, ou neutron. Elles sont communément appelées "drip-lines". Durant ces dernières années, nous avons assisté à un rapide développement de nos capacités à étudier les noyaux proches de ces drip-lines, grâce à de nouvelles techniques utilisant des faisceaux radioactifs. Ainsi, expérimentalement, pour les éléments légers, la drip-line neutron semble avoir été entièrement cartographiée jusqu'au néon. L'étude de ces noyaux très exotiques a conduit à la découverte de nouveaux aspects de la structure nucléaire. En ce qui concerne les noyaux stables, le rapport N/Z est compris entre 1 et 1.5. De même, l'énergie de séparation (E_s) d'un neutron est pratiquement toujours de l'ordre de 6

à 8 MeV. La densité centrale est environ la même pour tous les noyaux stables ($\rho_0 \sim 0.15 \text{ fm}^{-3}$), et donc, leur rayon est proportionnel à $A^{1/3}$, les protons et les neutrons sont mélangés de façon homogène et aucun découplage des distributions de protons et de neutrons n'est observé. Par contre, pour les noyaux instables, le rapport N/Z peut varier de 0.6 à 4. De même, l'énergie de séparation E_s peut aller de 40 MeV à 0 MeV. Ceci conduit à un découplage des densités de proton et de neutron et donc à des phénomènes de peaux ou de halo de neutrons.

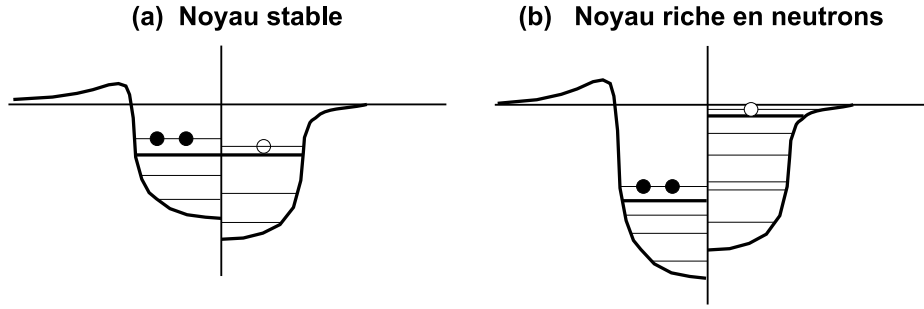


Figure 1.1: Différences entre les potentiels de protons (gauche) et de neutrons (droite), pour un noyau stable (a) et pour un noyau riche en neutrons (b), d'après [Tan99] (échelle approximative).

La figure 1.1 illustre ces différences. La figure (a) est pour un noyau stable où les potentiels des protons et des neutrons sont les mêmes, à la contribution coulombienne près pour les protons. L'énergie de séparation des protons et des neutrons est environ la même. Quand le nombre de neutrons en excès augmente, et que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité, le potentiel des protons devient plus profond à cause de l'interaction p-n attractive. L'énergie de séparation des protons devient donc plus grande (b). En revanche, l'énergie de séparation des neutrons diminue pour devenir presque nulle au voisinage de la drip-line. Cette différence d'énergie de séparation conduit à une augmentation spatiale de la densité des neutrons par rapport à celle des protons.

Nous assistons alors à l'émergence de nouveaux phénomènes de structure, comme l'apparition de halos de neutrons, ou peaux de neutrons, causés par cette faible énergie de liaison des derniers neutrons, ou encore de nouvelles structures, à trois corps dites "Borroméennes" (noyaux à halo de deux neutrons formant une structure à trois corps dont chaque sous système à deux corps n'est pas lié), en groupes ("clusters") ou de nouveaux modes d'excitation ("soft modes") causés par ce découplage des distributions de densité des protons et des neutrons.

Ce sont des expériences pionnières dans l'emploi des faisceaux radioactifs qui, au début des années 80, ont révélées l'existence de ces nouvelles structures. En 1985, Tanihata *et al.* [Tan85b] ont effectué les premières mesures de sections efficaces d'interaction (σ_R) de noyaux légers riches en neutrons. Ils ont alors constaté une augmentation importante de cette section efficace d'interaction pour des noyaux proches de la drip-line [Tan85a], comparé aux noyaux stables. Cette augmentation a

alors été attribuée à un rayon plus grand de ces noyaux. Depuis, ces sections efficaces d'interaction ont été mesurées de manière quasi systématique pour les noyaux légers [Tan85b, Tan85a, Mit87, Tan88, Lia90, Fuk91, Vil91, Tan92, Bla91, Oza94, Oza98, War00]. Ces mesures ont permis d'obtenir une vision générale de l'évolution des rayons d'interaction (déduts à partir de σ_R) de ces noyaux en fonction de l'isospin (figures 1.2 et 1.4).

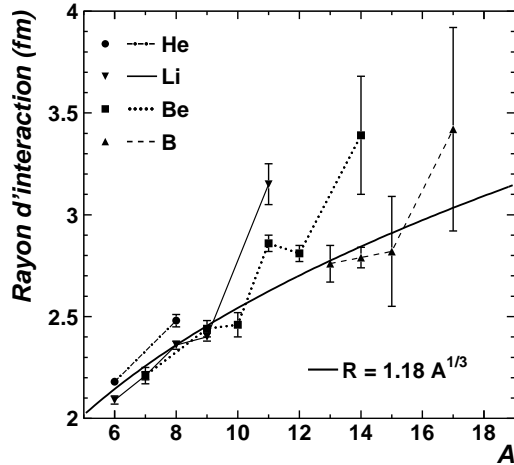


Figure 1.2: Rayons d'interaction des isotopes d'He, Li, Be et B, d'après [Tan85b, Tan85a, Tan88, Oza94].

1.1.2 Les noyaux à halo

Afin d'expliquer les observations expérimentales concernant le ^{11}Li et notamment sa grande section efficace d'interaction (figure 1.2), l'idée de noyau à halo fut introduite pour la première fois par Hansen et Jonson [Han87] en 1987. Depuis, l'intérêt pour ces nouveaux noyaux grandissant, de nombreuses revues décrivant les principaux développements expérimentaux et théoriques concernant ces noyaux sont parues [Rii94a, Han95b, Tan96, Orr97a]. Sans entrer dans les détails, nous allons seulement rappeler ici les principales caractéristiques de ces noyaux. Des études plus détaillées des conditions d'apparition d'un halo d'un ou de deux neutrons figurent dans les références [Rii92, Fed93, Fed94].

Le halo est un phénomène de seuil résultant de la présence d'un état lié proche du continuum. Il apparaît donc seulement pour les états de faible énergie de séparation. Cette faible énergie de séparation, combinée à la courte portée de l'interaction forte, autorise le nucléon à passer par effet tunnel en dehors du volume nucléaire normal et donc à être présent à des distances très grandes du cœur (formé par les autres nucléons). Une des conséquences de cet effet est une augmentation sensible de la fonction d'onde de ce nucléon et de l'extension spatiale du noyau. Cet effet tunnel peut être limité, selon les noyaux, par la présence de barrières de potentiel. Ainsi, la barrière centrifuge, créée par un moment angulaire orbital l non nul du nucléon, va limiter l'extension du halo. Pour des fonctions d'onde s et p , des extensions spatiales beaucoup plus grandes que pour des fonctions d'onde d vont apparaître. De même,

la présence d'une barrière coulombienne, si le nucléon est un proton, va également tendre à empêcher la formation d'un halo. C'est pour cette dernière raison que les principaux noyaux à halo découverts figurent parmi les noyaux riches en neutrons : ^{11}Be , ^{19}C , ^6He , ^8He , ^{11}Li et ^{14}Be . Du côté des noyaux riches en proton, le meilleur candidat à une structure à halo est le ^8B .

Un ou deux nucléons peuvent être concernés par cet effet et l'on parle alors de noyaux à halo d'un (^{11}Be , ^{19}C) ou de deux (^6He , ^{11}Li , ^{14}Be) neutrons. Les noyaux à halo de deux neutrons posent eux le problème d'une structure particulière à trois corps, constituée par le cœur et les deux neutrons du halo. En effet, seule cette structure à trois corps est liée alors que les sous structures à deux corps (cœur+n et n+n) sont non liées. Cet effet est en relation avec la force d'appariement n-n qui devient importante lorsque l'on se rapproche de la drip-line neutron. Les noyaux possédant une telle structure sont dits "Borroméens" (en référence aux armes des princes de Borromée [Zhu93]).

Pour décrire la structure de ces noyaux à halo de deux neutrons, nous sommes confrontés à la question de l'agencement spatial des deux neutrons du halo, des corrélations pouvant exister entre eux, et plus généralement à la détermination de leur fonction d'onde. Ainsi, dans le cas de ^6He , leur fonction d'onde a pu être calculée de manière précise, les interactions α -n et n-n étant bien connues. Les deux neutrons se trouvent alors dans un état p et deux configurations spatiales ont été prédites pour ces deux neutrons (figure 1.3)[Zhu93].

- une configuration dite "cigare" (n- α -n), la distance entre les deux neutrons étant alors d'environ 4.5 fm et la distance α -nn d'environ 1.2 fm ;
- une configuration di-neutron, avec les deux neutrons spatialement proches (distance d'environ 2.1 fm entre eux) et tous deux à une distance d'environ 2.8 fm du cœur.

En fait, de nombreuses études ont été menées sur quelques noyaux, les noyaux à halo les premiers découverts et possédant un halo bien marqué, comme le ^{11}Be , le ^{11}Li ou encore ^6He , et plus récemment, le ^{19}C et le ^{14}Be . Mais, d'autres noyaux possédant une énergie de liaison faible sont également des candidats à une telle structure halo, comme le ^{14}B , le ^{15}C ou encore le ^{17}C . Ces noyaux ont déjà été étudiés [Baz95, Baz98] et font actuellement l'objet de nouvelles études [Gui00], dans le but de clarifier leur structure. Ils possèdent en effet certaines signatures semblables à celles des noyaux à halo : les noyaux de ^{14}B et de ^{15}C présentent une distribution en moment du cœur étroite, suite à une réaction de perte d'un neutron. Mais, ces noyaux ne semblent pas montrer toutes les signatures des noyaux à halo, à savoir une augmentation notable de leur section efficace de réaction comparée à celle de leurs voisins. La figure 1.4 présente une compilation de différentes mesures de rayons de matière, obtenues à partir des mesures de sections efficaces de réaction, pour les isotopes de bore et de carbone.

La question est donc de savoir si ces noyaux sont vraiment des noyaux possédant un halo d'un neutron ou bien si leur structure pourrait plutôt être qualifiée d'"intermédiaire", à mi-chemin entre celle des noyaux stables et celle des noyaux véritablement à halo. Aucune augmentation du rayon du ^{15}C n'est constatée. Une

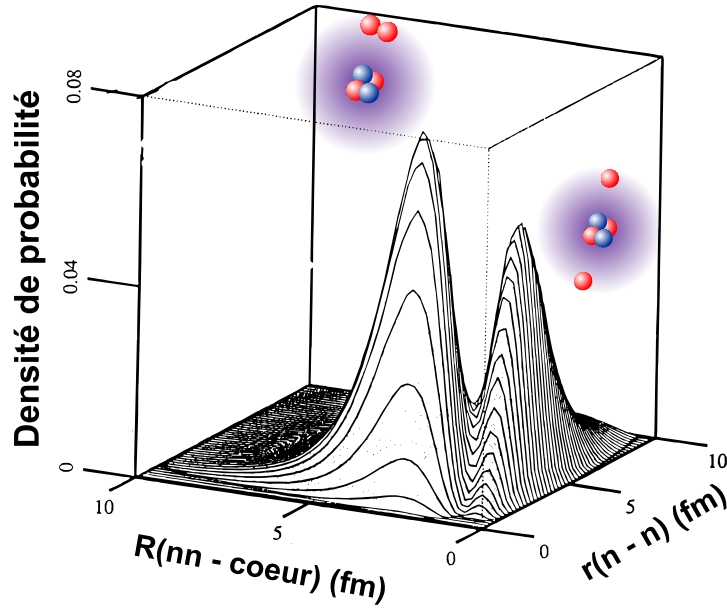


Figure 1.3: Corrélations spatiales dans l' ${}^6\text{He}$ entre les deux neutrons du halo et le cœur, d'après [Zhu93].

faible augmentation de rayon du ${}^{14}\text{B}$ semble exister dans les données de Liatard *et al.* [Lia90], mais elle n'est pas vérifiée par les données de Tanihata [Tan88], prises à plus haute énergie.

Se pose donc le problème de la définition du halo et des signatures nécessaires pour dire s'il s'agit d'un noyau à halo. Est-ce la section efficace de réaction, mesurant la taille du noyau qui est déterminante ? Ou bien est-ce la combinaison de l'énergie de séparation S_n et du moment angulaire du neutron l ? Quelle est la taille minimum, ou bien l'extension spatiale de la fonction d'onde à partir de laquelle nous pouvons dire qu'il s'agit d'un halo ? Afin de pouvoir répondre à ces questions, il serait intéressant d'étudier, non seulement quelques noyaux à halo bien spécifiques, mais également tous les noyaux d'une même chaîne isotopique, en partant des noyaux stables et en allant vers la drip-line neutron avec un même type de mesure. Ceci permettrait d'étudier l'évolution de certaines signatures en fonction de la structure des noyaux et de l'isospin. De telles mesures ont déjà été réalisées concernant les sections efficaces de réaction. Dans ce cas, les expériences sont généralement faites sur des séries d'isotopes [Tan88, Lia90] et permettent donc d'étudier l'évolution des rayons d'interaction. Par contre, de telles expériences n'ont jamais été réalisées pour la mesure des distributions en moment.

1.1.3 Le problème du continuum

Les états à halo, à faible énergie de séparation, sont situés près du seuil séparant les états discrets de ceux du continuum. De même, de manière plus générale, les états particuliers pouvant posséder une structure en clusters [Fre99] sont situés près

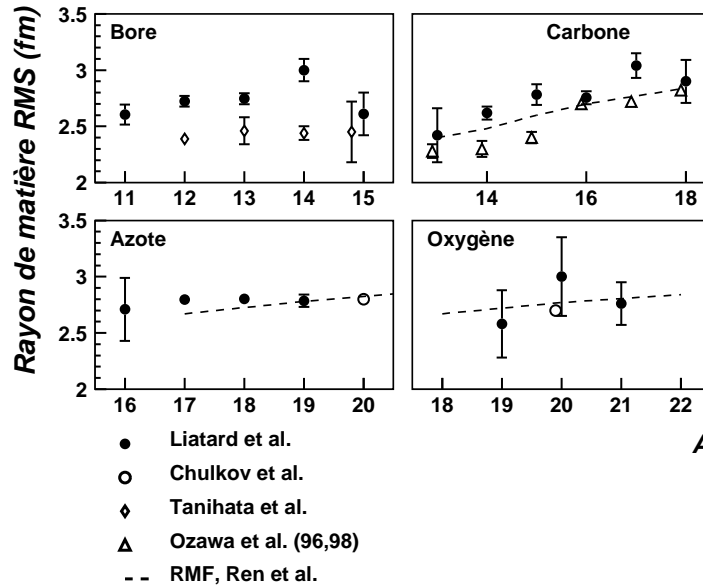


Figure 1.4: Rayons de matière RMS mesurés expérimentalement, d'après les références [Lia90] (points noirs), [Chu96] (cercles vides), [Tan88] (losanges vides) et [Oza96, Oza98] (triangles ouverts) et comparés à des calculs en champ moyen relativiste (RMF, utilisant NL-SH, ligne pointillée) par Ren *et al.* [Ren95, Ren96a, Ren96b].

des seuils d'émission des particules. L'état à halo et le continuum étant donc très proches, leurs structures doivent être plus ou moins corrélées et influencées l'une par l'autre. Il est donc important d'étudier non seulement l'état fondamental de ces noyaux riches en neutrons et à halo, mais aussi leurs états excités et la structure de leur continuum.

Le phénomène du halo étant lié à la proximité du seuil d'émission de neutron, il est très plausible que de tels états existent dans des états excités proches du continuum [Dan91, Fed94]. Ainsi, par exemple, le second état excité du ${}^6\text{Li}$, état isobare analogue de l' ${}^6\text{He}$, est prédit comme étant un halo mixte d'un proton et d'un neutron [Ara95]. D'un point de vue expérimental, plusieurs observations [Bor93, Lew99] semblent indiquer de manière indirecte que le premier état excité du ${}^{17}\text{F}$ possède une structure constituée d'un halo d'un proton. De telles prédictions et observations, ainsi que les récentes découvertes d'états excités possédant une structure moléculaire [Fre99], illustrent bien l'intérêt d'aller étudier la structure des états excités des noyaux riches en neutrons.

En ce qui concerne le continuum des noyaux à halo, il semble que la grande section efficace de dissociation de ces noyaux observée sur cible lourde soit associée à une excitation dipolaire présente à basse énergie dans le continuum de ces noyaux faiblement liés [Kob89, Ike92]. Il pourrait alors exister une résonance, alors qualifiée de SDR ("Soft Dipole Resonance") correspondant à une oscillation entre le cœur et le(s) neutron(s) du halo. Bien que postulée, l'existence d'une telle résonance n'a pas encore été clairement identifiée.

De même, l'étude de la structure des noyaux non liés, comme l' ^5He ou le ^{10}Li , est nécessaire. En effet, ces états non liés jouent un rôle très important dans la structure des noyaux à halo d' ^6He et de ^{11}Li . L'interaction cœur-n est très mal connue et est importante pour la constitution de modèles à trois corps décrivant la structure des noyaux à halo de deux neutrons. Par exemple, concernant le ^{10}Li , l'étude de l'interaction d'un neutron *s* ou *p* avec le ^9Li est essentielle pour comprendre la structure du ^{11}Li . Il semble que l'état *s* intrus formant l'état fondamental du ^{11}Be est également plus bas dans les isotones $N=7$ de Li et He et les fortes interactions dans l'état final dans la voie ($^9\text{Li} + n$) observées [Kry93, Zin95] semblent en être l'évidence expérimentale.

Sur le plan théorique, de récentes études de la structure du continuum de l' ^6He [Dan97, Ers97, Vaa97] ont prédit l'existence de plusieurs excitations ("soft modes") présentes à basse énergie dans le continuum de l' ^6He , non encore observées expérimentalement. En effet, pour le moment, aucun état excité, mise à part la résonance bien connue 2_1^+ à 1.8 MeV, n'a été observé dans le continuum de l' ^6He au dessous de 13.6 MeV. Sur la base de considération théoriques simples, de tels états devraient cependant exister [Tim99].

1.2 Sondes et méthodes d'investigation

Expérimentalement, l'étude de ces noyaux exotiques riches en neutrons est tributaire de la faible intensité des faisceaux secondaires disponibles (de ~ 1 pps pour le ^{17}B à $\sim 10^5$ pps pour l' ^6He). Il est donc nécessaire d'utiliser des réactions de grande section efficace pour sonder ces noyaux. Ainsi, les premières expériences réalisées sur ces noyaux ont été des mesures de section efficace de réaction. Ensuite, au fur et à mesure du développement de l'intensité des faisceaux secondaires, les méthodes d'étude employées depuis longtemps pour les noyaux stables ont été appliquées aux noyaux exotiques. De nombreuses études des noyaux à halo ont ainsi été réalisées par dissociation et mesure des distributions en moment des fragments, méthode empruntée aux expériences de fragmentation sur les noyaux stables. Les études expérimentales ont alors évolué vers l'emploi de réactions de plus faible section efficace comme les réactions de diffusion élastique [Kol92, AK96] ou inélastique, de transfert [For99] ou encore des mesures de type exclusif [Zin97, Lab99] permettant une investigation plus détaillée de la structure de ces noyaux, structure de leur état fondamental mais aussi de leurs états excités et de leur continuum.

1.2.1 Mesures de sections efficaces de réaction

A la suite des premiers travaux de Tanihata *et al.* [Tan85b], les mesures de section efficace totale de réaction ont été employées pour sonder la taille et la densité de matière des noyaux loin de la stabilité. Ces réactions de cassure du noyau, de grande section efficace (~ 1 b), donnent accès à une première information globale sur ces noyaux. A très haute énergie (~ 100 - 1000 MeV/nucléon), de telles mesures sur cible légère permettent d'estimer, suivant des considérations géométriques simples (1.1), le rayon effectif des noyaux R_I :

$$\sigma_I = \pi \left[R_{I_{projectile}} + R_{I_{cible}} \right]^2 \quad (1.1)$$

Plus récemment, il a été démontré qu'une telle approche, valable pour des noyaux normaux, sous-estime par contre la taille des noyaux à halo [Al-96a, Al-96b]. Le modèle de Glauber standard utilise des distributions de densité uni-particules combinées avec les sections efficaces nucléon-nucléon pour en déduire la section efficace totale d'interaction. Cependant, à haute énergie, et pour des systèmes présentant une structure en groupes biens définis (cœur + neutrons du halo), l'échelle de temps de la réaction devient beaucoup plus courte que le temps orbital d'un nucléon. Les nucléons du halo apparaissent donc comme "gelés" (limite adiabatique) durant la collision et l'utilisation de densité uni-particules n'est plus valide. Cet effet accroît la transparence du noyau et il est nécessaire de tenir compte explicitement des corrélations entre les différents constituants du noyau (utilisation de fonctions d'onde à trois corps). La taille du noyau ainsi calculée doit alors être revue à la hausse. Ainsi, dans le cas du ^{11}Li , son rayon r_{RMS} passe de 3.1 à 3.5 fm, valeur qui est en accord avec un mélange important d'onde s dans sa fonction d'onde [Al-96a]. Cette étude démontre l'importance d'une bonne description théorique du mécanisme de réaction et de son interaction avec la structure du projectile pour obtenir une information non biaisée concernant cette structure.

1.2.2 Fragmentation et perte d'un nucléon

Durant les années 70-80, de nombreuses études, tant expérimentales que théoriques, ont été menées pour expliquer les distributions en moment des noyaux résultant d'une fragmentation du projectile [Sco80]. Tout spécialement, les fragments proches du projectile, émergents aux angles avant avec une vitesse voisine de celle du projectile et une distribution en moment quasi-isotropique dans son centre de masse [Kid88, Sou92], sont intéressants à plus d'un titre. Les distributions en moment de ces projectiles stables (de masse A) sont alors bien représentées par de simples gaussiennes d'écart type σ [Gol74] :

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{\frac{A_F(A - A_F)}{A - 1}} \quad (1.2)$$

où A_F est le nombre de masse du fragment. La constante σ_0 est de l'ordre de 70 à 90 MeV/ c sur une grande gamme d'énergies incidentes [Kid88], mais décroît rapidement à des valeurs plus basses au-dessous de 10 MeV/nucléon [Gel77]. Cette largeur peut

être reliée directement à l'énergie de Fermi [Gol74] ou au mouvement intrinsèque des pré-fragments [Fri83] dans le cadre d'une interprétation statistique simple. Dans ce cas, le moment du fragment détecté est interprété comme étant celui existant dans le projectile avant la collision. Les largeurs FWHM des distributions observées expérimentalement sont alors de l'ordre de 200 MeV/c (figure 1.5).

Cette idée a été utilisée pour l'étude des noyaux à halo. Ainsi, de nombreuses expériences de dissociation de ces noyaux et de mesure des distributions en moment du cœur ou des neutrons du halo ont été menées afin d'obtenir une information sur la distribution en moment intrinsèque des neutrons du halo. De plus, considérant la faible énergie de liaison de ces noyaux, ces réactions de dissociation vont avoir des sections efficaces importantes (100-1000 mb).

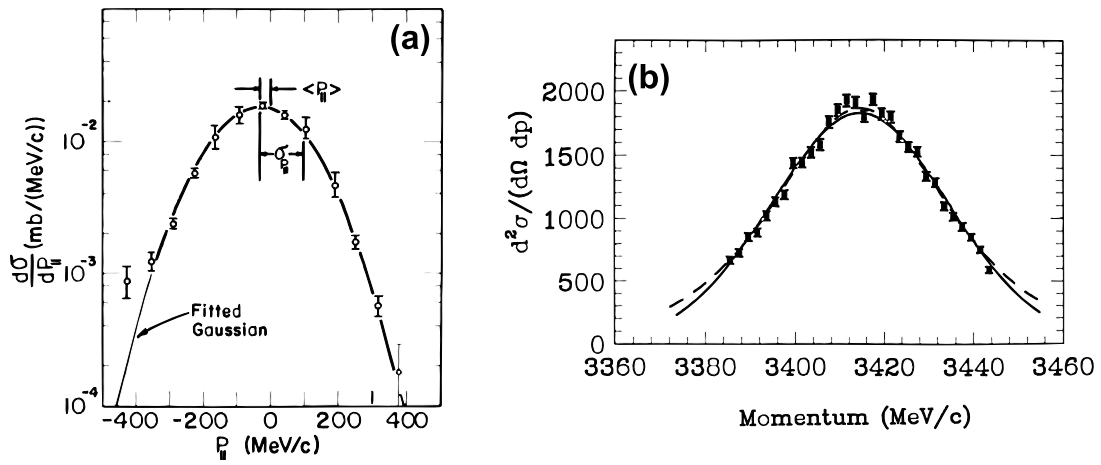


Figure 1.5: Distributions en moment parallèle provenant de la dissociation d'un noyau stable (expérience de fragmentation, fragments de ^{10}Be provenant d'un faisceau de ^{12}C à 2.1 GeV/nucléon, FWHM ≈ 200 MeV/c [Gre75] (a) et de la dissociation du ^{11}Be , noyau à halo [Kel95] (b) (FWHM ≈ 45 MeV/c, $E_b \approx 63$ MeV/nucléon).

Ainsi, après cassure du noyau à halo, il est possible de détecter soit les neutrons du halo et de mesurer leur distribution angulaire soit le cœur résultant et de mesurer sa distribution en moment, ainsi que ses projections selon des directions parallèles et perpendiculaires au faisceau. Les premières mesures de ce type ont été effectuées en 1988 par Kobayashi *et al.* [Kob88] pour le ^{11}Li . Ces différentes mesures doivent conduire au même résultat si nous considérons que ces distributions en moment sont le reflet du même moment intrinsèque du neutron du halo. Or, des problèmes de concordance entre ces mesures ont été observés. Ainsi, dans le cas du ^{11}Be , des distributions de largeurs différentes ont été obtenues, selon le type de mesure effectuée [Rii97, Orr97b]. Le tableau 1.1 présente les largeurs des distributions en moment ($p_{||}$, p_x) du cœur et des neutrons mesurées lors de la dissociation du ^{11}Be . Nous constatons que ces largeurs ne sont pas toujours identiques et peuvent varier selon l'énergie incidente et la cible (lourde ou légère). Ces résultats différents s'ex-

pliquent par le rôle important du mécanisme de réaction qui modifie fortement les distributions en moment observées par rapport à la distribution intrinsèque. Comme pour le cas des mesures de sections efficaces de réaction (voir paragraphe 1.2.1), il est important de bien comprendre ces effets imputés au mécanisme de réaction et de pouvoir les décrire de manière théorique afin d'obtenir une information claire sur la structure du projectile.

	Basse énergie			Haute énergie	
Cible	Be	Ta	Au	Al	Pb
^{10}Be (p_{\parallel})	41.6 ± 2.1^x	45.2 ± 2.1^x		$\sim 50^y$	$\sim 50^y$
^{10}Be (p_x)				76^y	$\sim 50^y$
neutrons (p_{\perp})			63^z	98^y	

Tableau 1.1: Largeurs (FWHM) des distributions en moment du ^{10}Be et des neutrons mesurées dans des expériences de dissociation du ^{11}Be sur différentes cibles, à différentes énergies (x [Kel95], y [Rii97], z [Ann94]).

Figure 1.6: Différents mécanismes de dissociation et de perte d'un neutron pour un noyau à halo d'un neutron.

Considérons tout d'abord le cas le plus simple de la perte d'un neutron, ou la dissociation d'un noyau à halo d'un neutron. Trois mécanismes de réactions entrent alors en jeu (figure 1.6) :

- deux d'origine nucléaire : l'absorption du neutron par la cible et la diffraction. Ils sont prépondérants sur une cible légère ;

- un troisième de dissociation coulombienne qui intervient essentiellement sur une cible lourde.

Dans tous les cas, la forme des distributions en moment du neutron et du cœur va dépendre du mécanisme de réaction à l'origine de la dissociation. Ainsi, par exemple, la distribution angulaire des neutrons originaires d'une réaction de diffraction est plus large que celle provenant d'une dissociation coulombienne de type E1 [Ann94]. Dans le cas de l'absorption, nous n'avons alors aucun neutron provenant du halo en voie de sortie.

Après la dissociation, interviennent aussi d'éventuelles interactions dans l'état final (FSI) entre le cœur et le neutron. Le neutron est plus sensible que le cœur à ces effets, en raison de sa masse plus faible. Une réaccélération du cœur par la cible est également envisageable.

Les distributions en moment perpendiculaire du cœur, les premières historiquement à avoir été mesurées, sont également sensibles au mécanisme de réaction et notamment à une possible déflexion du cœur par la cible. En fait, ces distributions en moment transverse présentent une largeur plus importante que les distributions en moment parallèle et cet effet n'est pas toujours bien compris et décrit de manière théorique [Han93] et la forme de ces distributions transverses n'est pas bien expliquée. Vigezzi et Barranco [Bar97], suivant quelques hypothèses drastiques, arrivaient à la conclusion que la largeur de ces distributions en moment transverse dépendait uniquement de la nature de la cible, sans aucune influence de la structure du projectile. Cependant, bien avant, le travail pionnier de Sagawa et Yazaki [Sag90], considérant la nature périphérique de la réaction et traitant la structure du ^{11}Be par l'intermédiaire de facteurs spectroscopiques, a permis de reproduire la distribution en moment transverse observée expérimentalement pour le ^{11}Be à très haute énergie [Kob88].

Les distributions en moment parallèle du cœur sont quant à elles moins perturbées par ces différents effets [Orr97b]. Ainsi, par exemple, les effets coulombiens sur le projectile et sur le cœur se compensent dans la direction longitudinale au faisceau [Ann93]. Ce sont donc ces distributions en moment parallèle qui restent le moins affectées par la réaction et qui sont susceptibles de nous apporter une meilleure information sur la distribution en moment intrinsèque du neutron du halo. Cependant, concernant ces distributions en moment parallèle, un effet maintenant bien connu dû à la nature périphérique de la réaction [Hüf81, Fri83] existe, le cœur devant survivre à la réaction pour pouvoir être détecté. Ceci impose donc une interaction à la surface du projectile avec un paramètre d'impact minimum supérieur à la somme des rayons de la cible et du cœur $b_{\min} = R_{\text{cœur}} + R_{\text{cible}}$. Ainsi, seule la partie externe de la fonction d'onde du neutron est sondée dans ce type de réaction de perte d'un neutron [Sag90, Sag94], ce qui conduit à une réduction de la largeur des distributions observées, par rapport à la distribution en moment intrinsèque [Han96, Esb96].

Dans ces réactions de dissociation, le rôle joué par la nature de la cible, et donc par les différents mécanismes de réaction possibles, n'est pas non plus éclairci. En effet, avec une cible légère (C), la dissociation va être principalement d'origine nucléaire, alors que pour une cible très lourde (Ta), la dissociation coulombienne

devrait être prédominante. Expérimentalement, sur le ^{11}Be [Kel95], il a été observé que la largeur de la distribution en moment parallèle du cœur de ^{10}Be ne changeait pas quelle que soit la nature de la cible (légère ou lourde). Hansen [Han95a, Han95b] a suggéré que cette insensibilité à la nature de la cible pouvait être due à une coïncidence numérique heureuse faisant que les distributions en moment provenant d'une dissociation nucléaire ou d'une dissociation coulombienne avaient la même forme. Les distributions en moment parallèle ne seraient donc pas le carré de la simple transformée de Fourier de la fonction d'onde du neutron de valence, comme pourraient l'indiquer au premier abord de telles observations.

Dans le cas de noyaux à halo de deux neutrons, le problème est plus complexe. Les FSI jouent un rôle très important lors de la dissociation. La structure des noyaux non liés, comme par exemple le ^{10}Li , va influencer fortement la distribution en moment des neutrons et du cœur [Kor94, Oga94, Gar96, Ber98]. Ainsi, la distribution angulaire des neutrons détectés change selon leur origine, c'est-à-dire selon qu'ils proviennent de la dissociation du noyau initial, ^{11}Li par exemple, ou du sous-système non lié, ^{10}Li . Les distributions en moment du cœur sont moins influencées par ces effets, toujours en raison de sa masse plus importante. En ce qui concerne les distributions en moment parallèle du cœur, la même constatation expérimentale que pour les noyaux à halo d'un neutron a été faite concernant le ^{11}Li : la distribution en moment parallèle du ^9Li est peu sensible à la nature de la cible de réaction.

Pour résumer, nous venons de voir que la distribution en moment parallèle du cœur suite à une dissociation d'un noyau à halo est l'observable la moins perturbée. De même, les réactions de perte d'un seul neutron apparaissent plus simple à décrire d'un point de vu théorique. Ainsi, l'idée d'utiliser ces réactions de perte d'un neutron comme sonde de la structure des noyaux exotiques est apparue, la distribution en moment du cœur étant le reflet de la distribution en moment intrinsèque du neutron enlevé.

De plus, de récentes expériences [Nav98, Aum00, Gui00] utilisant des détecteurs γ placés autour de la cible en coïncidence avec la détection du cœur ont montrées que les états excités du cœur intervenaient dans la réaction. Le fait d'enlever le neutron de valence laisse le cœur dans différents états excités. Le projectile peut alors être décrit de manière théorique comme un cœur couplé à un neutron de valence. Ce type de mesure constitue donc un outil spectroscopique. La mesure des γ en coïncidence donne accès aux facteurs spectroscopiques des différents états excités du cœur, à condition de décrire parfaitement de manière théorique l'influence du mécanisme de réaction.

1.2.3 Sonder le continuum

Lors d'une dissociation coulombienne ou diffractive, le noyau incident se trouve excité dans son continuum, ce qui mène à sa cassure. Ainsi, les distributions en moment des fragments doivent être plus ou moins le reflet de la structure de ce

continuum ainsi que des corrélations existant entre ces fragments, dans le continuum (résonances, entre autres) ou dans l'état fondamental du projectile, selon le mécanisme de dissociation (en une ou plusieurs étapes). Ainsi, il a été récemment proposé par Ershov *et al.* [Ers99] que dans le cas de l' ^6He , la distribution en moment du cœur d' ^4He obtenue suite à une dissociation sur une cible de proton reflétait la structure du continuum de l' ^6He et notamment que la partie à grand moment de cette distribution pouvait être sensible aux différents modes d'excitation présents dans le spectre de l' ^6He .

Cependant cette distribution en moment parallèle seule, s'agissant d'une variable intégrée, est difficile à interpréter. Afin d'explorer plus en détails la structure du continuum des noyaux à halo et de traquer d'éventuelles SDR, des mesures de dissociation en cinématique complète ont été entreprises [Shi95, Zin97, Ale98, Lab99] sur cibles lourdes ou légères. De telles mesures permettent, par détection de l'ensemble des fragments, de reconstruire le spectre en énergie d'excitation du projectile reflétant la structure de son continuum et de chercher la présence d'éventuelles résonances.

Ces études en cinématique complète permettent également de regarder les corrélations existant entre les différents fragments. Une analyse des corrélations entre les deux neutrons du halo pour les noyaux d' ^6He , de ^{11}Li et de ^{14}Be [Mar00] par interférométrie d'intensité a ainsi permis de remonter à la distance relative séparant ces deux neutrons dans le projectile. Ces expériences nous apportent également de nombreuses informations concernant le processus de dissociation, en une ou deux étapes, comme cela semble être le cas pour l' ^6He [Ale98], ainsi que sur les noyaux non liés ^5He et ^{10}Li .

D'autres réactions comme les réactions de transfert ou de diffusion élastique ou inélastique peuvent être utilisées pour explorer la structure de noyaux non liés ou d'états excités. Ainsi, concernant l'étude du ^{11}N , noyau non lié miroir du ^{11}Be , la diffusion élastique résonnante a permis d'accéder au spectre de ses premières résonances [Axe96]. La décroissance β est également un outil intéressant pouvant nous apporter des informations sur la structure du continuum de noyaux exotiques. Dans le cas très particulier du ^{11}Li , sa décroissance β conduit vers des états du continuum du ^{11}Be [Rii97]. La détection des produits de décroissance de ces états nous permet alors d'accéder à certaines informations concernant leur structure. De plus, s'agissant d'une interaction bien connue, la décroissance β vers un état final de structure connue et la mesure du taux d'embranchement et de la durée de vie nous donne des informations spectroscopiques sur la fonction d'onde de l'état initial [Rii97].

1.3 La capture radiative : une nouvelle sonde ?

Comme nous l'avons vu au fil des paragraphes précédents, l'interaction forte est une voie très accessible expérimentalement pour étudier les noyaux. Les propriétés de cette interaction forte ne sont pas entièrement comprises de sorte que nous devons souvent avoir recours à des interactions effectives pour l'interprétation des données et

la description du mécanisme de réaction. A cause de l'intensité de l'interaction forte, les réactions hadroniques ne sont pas forcément des processus en une seule étape mais peuvent avoir des contributions en plusieurs étapes ainsi que des interactions dans l'état initial ou final, ce qui a justement été remarqué lors de l'étude des noyaux à halo. Il semble ainsi maintenant établi que la dissociation de l' ^6He sur une cible de carbone soit un processus en deux étapes [Aum98]. De même, lors de la dissociation de ce noyau particulier, les interactions dans l'état final jouent un rôle important [Chu97].

L'interaction électromagnétique est quant à elle plus simple et plutôt faible comparée à l'interaction forte. Les photons et électrons ont été utilisés comme sonde électromagnétique pour étudier la réponse électromagnétique des noyaux stables. La diffusion d'électrons, l'excitation coulombienne, les réactions de photodissociation (γ, X) ou encore de capture radiative sont des outils maintenant conventionnels pour l'étude des propriétés des noyaux stables. L'intérêt principal de cette interaction électromagnétique est que, malgré sa simplicité, elle joue un rôle unique et décisif pour sonder différents aspects de la structure nucléaire, comme l'ont souligné Bohr et Mottelson [Boh69]. L'Hamiltonien de l'interaction électromagnétique étant lui-même bien connu, il est facile expérimentalement d'obtenir directement des informations sur les fonctions d'ondes initiales et finales impliquées dans la réaction. Cependant, les faibles sections efficaces de certains de ces processus électromagnétiques (comme la capture radiative ou le rayonnement de Bremsstrahlung), ainsi que la difficulté à créer des cibles d'éléments radioactifs, ont souvent limité leur emploi à l'étude des noyaux stables.

Les études de dissociation coulombienne des noyaux à halo réalisées sur cible lourde sont gouvernées par l'interaction électromagnétique. Mais dans ces cas la dissociation nucléaire est également présente, majoritairement parfois [Bal94], et il est nécessaire de déconvoluer les deux mécanismes. De plus, les interactions dans l'état final sont toujours présentes. Il serait donc intéressant de pouvoir mesurer directement ces processus électromagnétiques, par exemple en détectant les photons pouvant être produits. Ces photons, qui ne sont pas soumis à ces interactions dans l'état final seraient alors susceptibles de nous apporter une information peu perturbée sur la structure du projectile.

Ainsi, Parmi les différents processus régis par l'interaction électromagnétique, la capture radiative a été utilisée très largement pour l'étude de la structure des états fondamentaux et excités des noyaux stables, et plus particulièrement à basse énergie car il s'agit de la réaction la plus importante pour la formation des différents éléments dans l'univers. La capture directe implique une transition d'un état initial décrivant le mouvement relatif du projectile et de la cible vers un état final, lié ou non, du noyau composé. L'une des premières études de capture radiative date de 1949, par Fowler *et al.* [Fow49] dans une expérience $d(p, \gamma)^3\text{He}$ à une énergie proton comprise entre 0.5-1.7 MeV. Ils ont alors observé la faible variation du taux de photons en fonction de l'énergie du proton incident et la forme en $\sin^2\theta$ de la distribution angulaire des photons. Depuis, la capture radiative est devenue un outil important dans l'étude de la structure nucléaire, notamment grâce à la sensibilité à

la structure des états peuplés de la distribution angulaire des photons émis. Ainsi, l'observation des déviations à partir de la dépendance en $\sin^2\theta$ dans la réaction précédemment citée peut être utilisée pour déterminer la quantité de fonction d'onde d dans l'état fondamental de l' ^3He [Kin83].

Avec l'augmentation de l'énergie des faisceaux, les états excités du noyau final sont devenus accessibles dans les réactions de capture [Kov79, Wel82]. En particulier, les résonances dipolaires géantes (GDR) présentes dans les états excités de noyaux stables ont été largement étudiées par réactions de capture radiative [Eji89].

1.3.1 Formalisme de la capture radiative

La capture radiative est liée aux mécanismes de production de photons dans des collisions noyau-noyau par Bremsstrahlung (rayonnement électromagnétique émis par une charge en mouvement accéléré ou ralenti). Ce rayonnement peut être émis de manière cohérente, provenant de la décélération ou l'accélération collective des noyaux en collision, pris dans leur ensemble, ou de façon incohérente, par les collisions individuelles des constituants de chaque noyau. Les photons émis lors d'un mécanisme de capture radiative directe correspondent quant à eux au cas particulier d'une transition d'un état du continuum vers un état final lié (ou non). Nous n'allons nous intéresser ici qu'à une description succincte du formalisme de base décrivant la capture radiative directe.

Ce mécanisme de capture directe vers un état final lié fut initialement proposé par Christy et Duck [Chr61]. Ce processus représente une transition du projectile d'un état initial du continuum (onde plane déformée coulombienne) vers un état final (onde stationnaire de moment angulaire l_f) par interaction avec le champ électromagnétique. La réaction sélectionne les projectiles d'onde partielle de moment angulaire l_i qui peuvent sauter dans l'orbitale finale (l_f) par l'émission de rayonnement γ de multipolarité L . Un tel processus est attendu pour les états finaux possédant une parenté (facteur spectroscopique non nul) dans l'état fondamental du noyau cible. Comme les états du continuum (déphasages ou "phase shifts") peuvent être déterminés à partir de données de diffusion élastique et que l'Hamiltonien d'interaction électromagnétique est bien connu, les facteurs spectroscopiques peuvent être déduits de la comparaison des sections efficaces expérimentales aux sections efficaces calculées. Cette caractéristique est commune à d'autres réactions directes, comme, par exemple, les réactions d'absorption, mais la capture radiative possède en outre l'avantage d'être un problème à deux corps, plutôt qu'à trois et que le processus soit induit par l'interaction électromagnétique bien connue par rapport aux interactions nucléaires moins bien appréhendées. De plus, la faiblesse des forces électromagnétiques permet un traitement perturbatif dépendant du temps au premier ordre pour le calcul des sections efficaces.

Dans un modèle simple, nous supposons que le problème initial à plusieurs nucléons peut être approximé par une réaction à deux corps dans laquelle le noyau cible et le projectile sont traités comme des corps inertes. Supposons la capture d'un proton p par un noyau incident A pour former un noyau B , $A(p, \gamma)B$. L'énergie du photon γ émis durant le processus est alors donnée de manière exacte par la

cinématique à deux corps de la réaction : dans le centre de masse de la réaction, la conservation de l'énergie totale disponible \sqrt{s} nous donne

$$s = (E_A + m_p)^2 - p_A^2 = (E_B + E_\gamma)^2 \quad (1.3)$$

Nous en déduisons l'énergie du γ émis :

$$E_\gamma = \frac{s - m_B^2}{2\sqrt{s}} \quad (1.4)$$

Dans le cas d'une transition $E1$ d'un état initial de moment angulaire l_i vers un état de moment angulaire l_f , la section efficace de transition s'écrit [Rol73] :

$$\begin{aligned} \sigma(E1) = & 0.0716 \mu^{3/2} \left(\frac{Z_p}{M_p} - \frac{Z_A}{M_A} \right)^2 \frac{E_\gamma^3}{E_A^{3/2}} \\ & \frac{(2J_f + 1)(2l_i + 1)}{(2j_A + 1)(2j_p + 1)(2l_f + 1)} (l_i 0 1 0 | l_f 0)^2 R_{l_i l_f}^2 \quad [\mu b] \end{aligned} \quad (1.5)$$

où μ est la masse réduite, E_A l'énergie du projectile (MeV) dans le système du centre de masse. Le coefficient de Clebsh-Gordan $(l_i 0 1 0 | l_f 0)^2$ représente les règles de sélection usuelles pour une transition $E1$. $R_{l_i l_f}$ représente l'intégrale radiale :

$$R_{l_i l_f} = \int_0^\infty u_c(r) \mathcal{O}_{E1}(r) u_b(r) r^2 dr \quad (1.6)$$

u_c et u_b étant respectivement les fonctions d'onde radiales du continuum et de l'état final lié. $\mathcal{O}_{E1}(r)$ est la partie radiale de l'opérateur de transition $E1$, calculé avec l'approximation $\rho = k_\gamma r \ll 1$:

$$\mathcal{O}_{E1}(r) = [(\rho^2 - 2) \sin \rho + 2\rho \cos \rho] 3r/\rho^3 \quad (1.7)$$

La distribution angulaire des photons γ de capture radiative peut être déterminée tout d'abord dans le cadre d'une approximation classique basée sur le formalisme de Jackson [Jac75], indépendamment de la structure des noyaux. Dans cette approximation, chaque particule entrante et sortante contribue avec une amplitude de la forme :

$$Z \frac{\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta})}{1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}} \quad (1.8)$$

Z et β sont la charge et la vitesse de la particule et \vec{n} est la direction du photon émis. Pour la capture, dans le référentiel du centre de masse, le problème se réduit à seulement deux amplitudes entrantes de vitesse p/E_A et $-p/E_p$ respectivement, où p est le moment dans le centre de masse et E l'énergie totale (relativiste), puisque la vitesse (dans la centre de masse de la réaction) du noyau final en voie de sortie est quasi nulle (pas d'accélération en voie de sortie). La distribution angulaire des photons est alors donnée par la formule (1.9) [Hoe99a, Hoe99b].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma dE_\gamma} = \frac{[E_A Z_p - E_p Z_A - (Z_A + Z_p)p \cos \theta]^2}{[E_A E_p + (E_A - E_p)p \cos \theta - p^2 \cos^2 \theta]^2} \sin^2 \theta \quad (1.9)$$

Cette formule classique rend bien compte, au premier ordre, des distributions angulaires des γ de capture observées dans diverses expériences [Hoe99a]. L'équation (1.9) contient les contributions relatives de radiations quadripolaires et dipolaires du système, dépendant seulement de son (a)symétrie de charge et de masse. Par exemple, dans le cas d'un système symétrique dont l'une des charges est zéro (p+n), cette formule se réduit simplement à la distribution dipolaire en $\sin^2 \theta$. Cette formule ne prend pas en compte la structure spécifique des états initiaux et finaux. Dans le cadre d'un traitement quantique plus élaboré, cette distribution angulaire s'écrit comme une somme de polynômes de Legendre [Rol73] :

$$W(\theta) = \sum_k f(l_i, l_f, \lambda, k) P_k(\cos \theta) \quad (1.10)$$

Le terme simplifié $f(l_i, l_f, \lambda, k)$ dépend du couplage des moments angulaires l_i et l_f à la multipolarité λ . $P_k(\cos \theta)$ est un polynôme de Legendre d'ordre k .

1.3.2 Un exemple sur l' ^4He

La détection directe de photons produits par mécanisme d'origine purement électromagnétique de Bremsstrahlung ou de capture radiative n'a encore jamais été utilisée pour sonder les noyaux à halo, du fait des sections efficaces de réaction encore faibles comparativement aux intensités de faisceau disponibles. Pourtant, comme nous l'avons vu, ce type d'expérience pourrait posséder de nombreux avantages par rapport aux réactions nucléaires couramment utilisées. Nous nous sommes donc interrogés sur la production possible de photons de haute énergie dans une réaction $^6\text{He}+p$ et sur les mécanismes pouvant être à l'origine de ces photons.

Dans un premier temps, nous avons réalisé une expérience $^4\text{He}(p,\gamma)^5\text{Li}$ à 50 MeV/nucléon au KVI, l' ^4He étant le cœur du noyau d' ^6He . Nous avons alors observé que cette réaction était caractérisée par une capture du proton par l' ^4He pour former le noyau non lié de ^5Li , dans son état fondamental et dans son premier état excité. Les photons γ de haute énergie produits par capture radiative ont été détectés à l'aide du multidétecteur TAPS [Gab94, Mar95] et leur distribution angulaire mesurée (figure 1.7). Le spectre en énergie de ces γ ainsi que leur distribution angulaire sont relativement bien reproduits par le formalisme de capture radiative directe présenté précédemment, même si dans ce cas particulier le noyau final formé n'est pas lié [Hoe99a]. Le spectre en énergie observé (figure 1.7(a)) se décompose en trois composantes de Bremsstrahlung (composante exponentielle) et de capture radiative correspondant à des γ mono-énergétiques associés à la formation du ^5Li dans son état fondamental ou dans son premier état excité. La distribution angulaire mesurée nous a permis de comparer les prédictions de différents calculs théoriques de capture radiative aux données [Hoe99a, Hoe00]. L'allure générale des données est bien reproduite (voir figure 1.7).

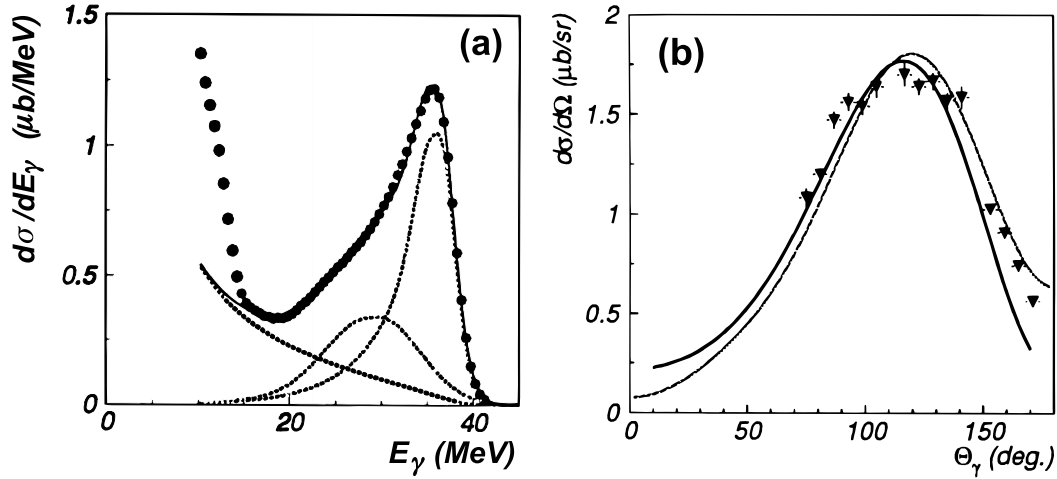


Figure 1.7: Spectre en énergie (a) et distribution angulaire (b) des photons de capture radiative d'un proton sur l' ^4He , d'après [Hoe00]. Le spectre en énergie (a) est décomposé en trois parties correspondant à du Bremsstrahlung et à la capture vers le ^5Li dans son état fondamental ou dans son premier état excité. Les deux courbes représentées sur la figure (b) correspondent à deux calculs théoriques (voir [Hoe00] pour les détails).

Cette expérience nous a ainsi permis de constater qu'à cette énergie de 50 MeV, la capture radiative est le processus électromagnétique dominant dans la production de photons de haute énergie, lors d'une collision entre un noyau léger et un proton.

1.3.3 Une application aux noyaux à halo

Suite à l'expérience réalisée sur l' ^4He présentée dans le paragraphe précédent, nous nous sommes interrogés sur ce qui pourrait se passer si le noyau d' ^4He était remplacé par l' ^6He , noyau à halo possédant une structure interne à trois corps. Nous avons vu qu'habituellement les réactions de capture radiative ont été utilisées sur les noyaux stables pour obtenir des informations sur la structure des états finaux de la réaction. Cependant, la longueur d'onde d'un proton d'énergie incidente de 30 MeV dans le centre de masse est d'environ 0.8 fm. Ce proton pourrait donc être sensible à la structure interne à trois corps de l' ^6He . Ceci nous permet d'envisager une possible capture du proton sur un des sous-constituants, supposés quasi-libres, de l' ^6He , neutron ou di-neutron si ces deux configurations coexistent [Zhu93], cœur d' ^4He (réaction déjà observée expérimentalement [Hoe00] et décrite précédemment) ou encore sur l' ^5He . Afin de simplifier la description de ces différents processus, nous avons supposé la capture du proton sur un seul sous constituant quasi libre dans l' ^6He , l'influence des autres constituants dans cette réaction étant négligée. Nous avons alors à faire à un processus simple à deux corps dont la cinématique

est parfaitement définie. L'énergie du γ de capture radiative est alors donnée par la formule (1.4). Cette formule nous permet de calculer facilement l'énergie du photon de capture radiative émis dans chacun des cas énoncés (voir tableau 1.2).

A	${}^6\text{He}$	${}^5\text{He}$	${}^4\text{He}$	$2n$	n
E_γ (MeV)	42	35	27	32	20
B	${}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	${}^5\text{Li}$	t	d

Tableau 1.2: Energie des γ de capture radiative pour les différentes réactions de capture du proton sur les sous-systèmes de l' ${}^6\text{He}$, $A(p,\gamma)B$.

Nous constatons que, dans chaque cas, l'énergie des γ est différente. Ainsi, la détection des photons associée à celle des produits de capture permettrait de signer chaque processus de capture radiative du proton sur un des sous-systèmes de l' ${}^6\text{He}$. La mesure des sections efficaces relatives de chaque processus pourrait nous permettre d'obtenir une information peu perturbée et exempte de tout effet d'interaction dans l'état final sur la structure interne de l' ${}^6\text{He}$, sur sa décomposition en trois corps distincts et surtout sur la corrélation interne entre les deux neutrons du halo (neutrons séparés ou di-neutron, voir figure 1.8).

De plus, le spectre en énergie des photons de capture détectés peut nous renseigner dans chaque cas sur la distribution en moment de chaque sous-système de l' ${}^6\text{He}$. En effet, dans le cas idéal d'une capture du proton sur un sous-système de moment intrinsèque nul, le γ émis est mono-énergétique (voir équation (1.4)). La distribution en moment intrinsèque de chaque constituant de l' ${}^6\text{He}$ introduit donc directement une fluctuation sur l'énergie du γ émis. Une telle mesure serait exempte de tout effet dû au mécanisme de réaction, à la différence des mesures faites par réaction de perte d'un neutron (voir paragraphe 1.2.2).

Bien sur, le processus dominant de capture radiative reste la capture de proton sur l' ${}^6\text{He}$ entier, conduisant à la formation du ${}^7\text{Li}$. Cette réaction pourra nous apporter des informations sur la structure de l'état fondamental du ${}^7\text{Li}$ mais aussi sur ses états excités. En effet, à de telles énergies incidentes de 30 MeV (centre de masse), nous avons la possibilité de peupler durant la réaction des états excités du ${}^7\text{Li}$ et même de son continuum, comme il a déjà été observé dans le cas de capture avec des noyaux stables [Kov79, Wel82, Phi82].

1.4 Les motivations de ce travail

Au travers de ce chapitre, nous avons vu l'intérêt d'étudier ces noyaux exotiques légers riches en neutrons et les réactions réalisées à partir de ces noyaux. Parmi les

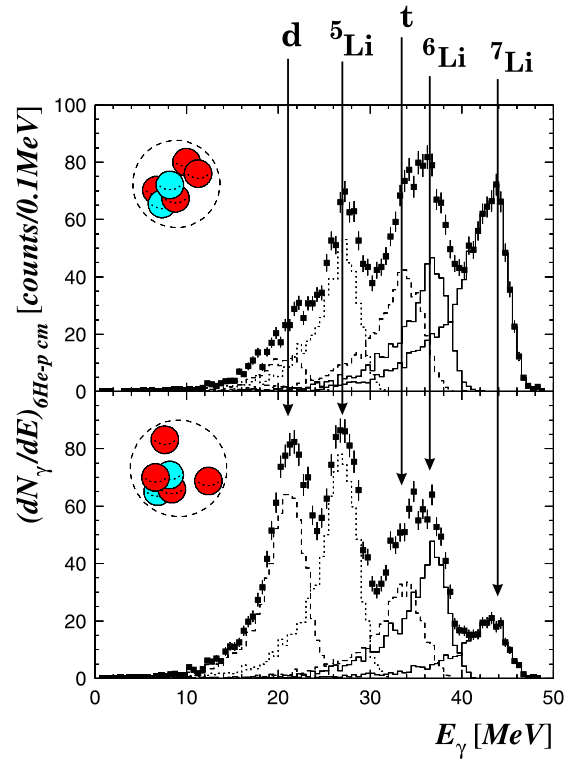


Figure 1.8: Simulation des spectres en énergie des γ de capture attendus en considérant la capture du proton sur différents sous-systèmes de l' ${}^6\text{He}$ [Mar97]. La figure du haut correspond à une configuration di-neutron, celle du bas à une configuration cigare. La largeur des pics associés à chaque type de capture correspond à la résolution des détecteurs pour des γ mono-énergétiques. Les points correspondent au spectre total, addition des spectres individuels de chaque type de capture.

différentes sondes évoquées dans ce chapitre, nous avons choisi de nous intéresser aux **réactions de perte d'un neutron**. Comme nous l'avons vu, ces réactions ont une grande section efficace et pour les réactions de dissociation, la mesure de la distribution en moment parallèle du cœur après perte d'un neutron semble être l'observable la moins perturbée. Nous avons donc mené une étude complète incluant plusieurs noyaux, dont certains étaient proches de la vallée de stabilité et de structure connue. Les résultats expérimentaux de cette étude seront présentés dans le chapitre 3. Le chapitre 2 sera, lui, consacré à la description des différents équipements et détecteurs utilisés au cours de cette thèse.

Nous venons également de montrer l'importance d'une bonne **description théorique des mécanismes de réaction** afin d'obtenir une information précise sur la structure du noyau projectile étudié. Pour cette principale raison, le chapitre 4 de cette thèse sera consacré à l'exploration et au développement de plusieurs approches

théoriques concernant ces réactions de perte d'un neutron. La comparaison des prédictions obtenues à partir de ces différents modèles avec nos données va nous permettre de tester la validité de ces approches et également d'extraire des informations spectroscopiques concernant les noyaux les plus exotiques de cette étude.

Ces réactions de perte d'un neutron permettent de comprendre la structure des noyaux à halo d'un neutron ou des noyaux exotiques dont le cœur résultant de la perte d'un neutron est lié. En ce qui concerne les noyaux borroméens à halo de deux neutrons, nous avons vu que le mécanisme de réaction était plus complexe. En effet, l'interaction cœur-n et les multiples interactions dans l'état final deviennent importantes dans la dissociation de ces noyaux. Dans le prolongement de cette étude des réactions de perte d'un neutron, nous nous sommes donc intéressé à la **dissociation de ${}^6\text{He}$ sur une cible de proton**. Nous verrons alors, dans le chapitre 5, quelles informations sur le continuum de ${}^6\text{He}$ nous pouvons tirer d'une telle expérience.

Mais, lors d'une telle réaction de dissociation d'un noyau borroméen, le problème des FSI et de la description du mécanisme de réaction restent cruciaux. Afin d'essayer de contourner ces problèmes, nous présenterons, dans le dernier chapitre de cette thèse, les résultats d'une expérience de **capture radiative d'un proton par ${}^6\text{He}$ à haute énergie**. Nous explorerons les différentes possibilités offertes par cette réaction de capture pour sonder la structure des noyaux à halo et nous essayerons d'obtenir une information concernant la structure à trois corps de ce noyau.

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux

Ce chapitre est consacré à la présentation des différents dispositifs expérimentaux utilisés lors des deux expériences présentées dans cette thèse. Le fonctionnement et le réglage de ces dispositifs ainsi que les choix techniques effectués seront expliqués.

2.1 Expérience de perte d'un neutron

Le but de cette expérience était de réaliser une étude complète des réactions de perte d'un neutron sur un ensemble important de noyaux riches en neutrons. Nous avons mesuré les distributions en moment du cœur résultant de la perte d'un neutron pour une vingtaine de noyaux incidents à l'aide du spectromètre SPEG.

2.1.1 Le faisceau secondaire

Le faisceau secondaire a été produit par fragmentation d'un faisceau primaire intense ($\sim 1 \mu\text{Ae}$) de $^{40}\text{Ar}^{17+}$ à 70 MeV/nucléon sur une cible de carbone d'épaisseur 490 mg/cm^2 à l'aide du dispositif SSSI [Ann97]. Le spectromètre α a été utilisé comme séparateur des fragments. Ainsi, ce faisceau contenait tous les différents noyaux résultant de la fragmentation du faisceau primaire et ayant une rigidité correspondante à celle de la ligne ($B\rho_0=2.88 \text{ Tm}$), soit 23 noyaux ($^{12-15}\text{B}$, $^{14-18}\text{C}$, $^{17-21}\text{N}$, $^{19-23}\text{O}$ et $^{22-25}\text{F}$) d'énergie comprise entre 43 et 71 MeV/nucléon (acceptance en énergie du spectromètre α $\Delta E/E \sim 1.2 \%$). Ceci nous a permis d'étudier ces 23 noyaux lors d'une même expérience et en même temps. Le nombre de noyaux incidents était compris entre $\sim 600 \text{ pps}$ pour le ^{15}C et $\sim 1 \text{ pps}$ pour le ^{25}F . Nous avons utilisé des cibles de réaction de C (170 mg/cm^2) et de Ta (190 mg/cm^2). Les caractéristiques du faisceau incident étaient déterminées événement par événement grâce à deux petites chambres à dérives placées avant l'aimant d'analyse de SPEG (voir paragraphe 3.1.2.3).

2.1.2 Le spectromètre SPEG

Le spectromètre SPEG a été utilisé lors des deux expériences, d'étude des réactions de perte d'un neutron et de capture radiative. Nous expliquerons donc tout

d'abord le principe d'un spectromètre à perte d'énergie. Les principales caractéristiques du spectromètre SPEG seront ensuite exposées rapidement, celui-ci ayant déjà été décrit en détails dans plusieurs références [Gil96, Mar94].

2.1.2.1 Principe d'un spectromètre à perte d'énergie

Le principe d'un spectromètre à perte d'énergie est représenté sur la figure 2.1. Dans un tel spectromètre, la cible de réaction est placée entre deux ensembles magnétiques (constitués généralement de dipôles, quadripôles et sextupôles), l'analyseur (avant la cible) et le spectromètre (après la cible).

L'analyseur disperse le faisceau sur la cible C et est réglé de façon à ce que toutes les trajectoires des particules du faisceau, qui ne perdent pas d'énergie par réaction sur la cible, se retrouvent au même endroit de la focale du spectromètre (B), quelle que soit leur énergie initiale. Toute particule dont l'énergie change durant la réaction, par rapport à son énergie incidente, sera focalisée en un point B' du plan focal, différent de B et uniquement dépendant du changement d'énergie au cours de la réaction. Ainsi, la position en X sur le plan focal (lieu des points images) d'un tel spectromètre ne dépendra pas de l'énergie incidente des particules, mais seulement de la perte d'énergie des particules lors de la réaction. On parle alors de spectromètre achromatique (par analogie avec l'optique).

L'avantage de ce type de spectromètre est sa très bonne résolution pour la mesure de l'énergie des particules produites dans la réaction. En effet, nous utilisons un faisceau secondaire produit par fragmentation. La dispersion en énergie des noyaux présents dans ce faisceau est grande ($\delta p/p \sim 0.6\%$). Or, nous voulons mesurer des distributions en moment ayant une largeur d'environ 50 MeV/ c pour les plus étroites et centrées autour de la vitesse du faisceau (~ 5000 MeV/ c). Ceci correspond à environ 1% de la vitesse du faisceau. Nous sommes donc gêné par la dispersion en énergie du faisceau. L'utilisation d'un spectromètre à perte d'énergie est donc un bon moyen pour s'affranchir de cette dispersion en énergie dans le faisceau incident [Orr92, Orr97b]. Il est alors possible d'obtenir des résolutions de l'ordre de $(\Delta p/p)_{FWHM} = 4.5 \cdot 10^{-4}$.

2.1.2.2 Le spectromètre SPEG : caractéristiques

Les principales caractéristiques de SPEG [Bia89] sont regroupées dans le tableau 2.1. Il faut noter sa grande acceptance angulaire horizontale et verticale de $\pm 2^\circ$ ainsi que son acceptance en moment de 7%, qui a permis la mesure des distributions en moment des 23 noyaux en même temps.

La détection des particules dans le plan focal de SPEG [Gil96] est assurée par deux chambres à dérive (CD), suivies d'une chambre à ionisation (CI) et d'un détecteur plastique (PI) (voir figure 2.2).

Les deux chambres à dérives sont de grande dimension (80 cm de largeur utile, 12 cm de hauteur et 10 cm d'épaisseur) pour couvrir l'ensemble du plan focal du spectromètre. Elles servent à mesurer la position des particules en X et en Y . Un fil résistif, collectant la charge déposée dans la chambre, est utilisé pour la mesure de la

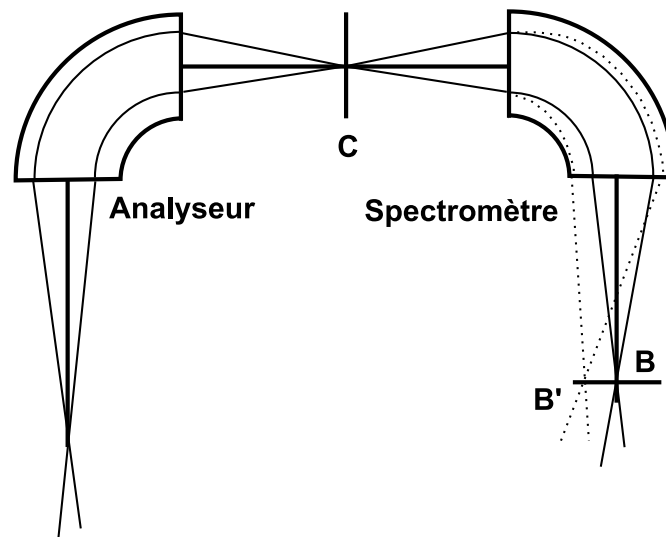


Figure 2.1: Schéma de principe d'un spectromètre à perte d'énergie.

Dispersion	8.1659 cm par % en moment
Résolution	$\Delta p/p = 10^{-4}$ ^a
Grandissement horizontal	0.8
Grandissement Vertical	4.7
Angle solide (± 35 mrd horizontal et vertical)	$5 \cdot 10^{-3}$ sr
Rayon de l'orbite moyenne	2.4 m
Déviati on de l'orbite moyenne	85°
Acceptance en moment	7 %
Longueur de la focale	60 cm
Inclinaison de la focale par rapport à l'axe optique	8°

^a Avec des faisceaux radioactifs, cette résolution est moins bonne, de l'ordre de $4.5 \cdot 10^{-4}$, voir paragraphe 3.1.3.3 et [Gil96]

Tableau 2.1: Principales caractéristiques du spectromètre SPEG [Bia89].

position en X . La mesure de la position en Y est donnée par le temps de dérive des ions. Ces positions sont ensuite utilisées pour la reconstruction des trajectoires et du plan focal (situé entre les deux chambres), ce qui permet la mesure du moment de la particule. L'intégration de la charge totale déposée dans la chambre est récoltée par un fil servant de compteur proportionnel.

Lors de l'expérience de capture radiative, nous avons utilisé de nouvelles chambres

à dérive avec un plan de pistes pour la mesure de la position X . Les signaux de ces pistes sont alors lus par une électronique de type VXI.

La chambre d'ionisation (ou chambre de Bragg) mesure la perte d'énergie des particules et fournit un signal ΔE . Le détecteur plastique, d'épaisseur 2 cm généralement suffisante pour stopper les particules, mesure leur énergie résiduelle totale, ainsi que leur temps d'arrivée (pour des mesures de temps de vol). C'est lui qui est utilisé comme déclenchement de l'acquisition pour signifier l'arrivée d'une particule dans SPEG. La lumière de scintillation est vue par deux photomultiplicateurs (droit et gauche) placés à chaque extrémité. Chacun enregistre un signal temps T_{plg} , T_{pld} et énergie E_{plg} et T_{pld} . L'énergie totale est donnée par combinaison des deux : $E = \sqrt{E_{plg} \times E_{pld}}$.

L'électronique d'acquisition de ces différents détecteurs situés au plan focal de SPEG est décrite en détails dans la référence [Gil96].

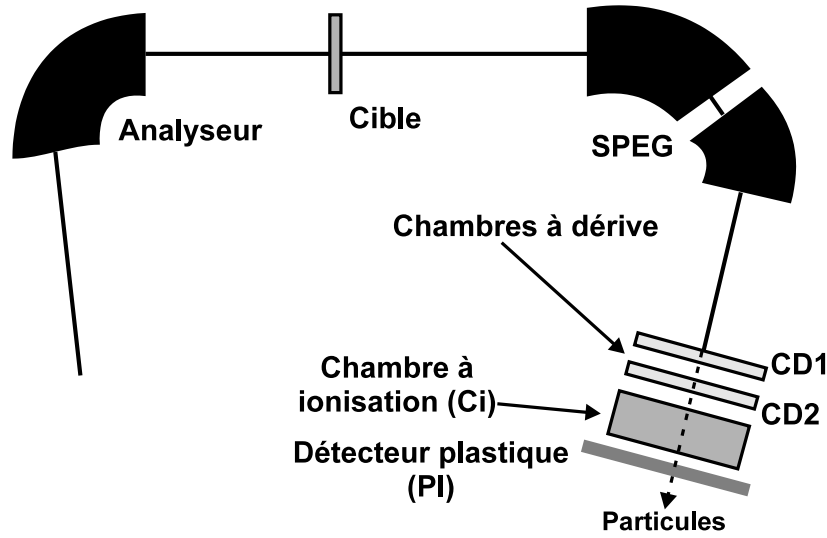


Figure 2.2: Détecteurs dans le plan focal de SPEG.

Pour l'expérience de perte d'un neutron, nous avons utilisé SPEG en mode achromatique pour avoir une bonne résolution sur la mesure en moment des particules. Dans l'expérience de capture radiative, en revanche, SPEG était utilisé en mode chromatique (analyseur non actif). Il servait à séparer du faisceau les produits de réaction émis à 0° et à mesurer leur énergie.

2.2 Expérience sur l' ^6He

Cette expérience a eu pour objet l'étude de la capture radiative d'un proton par l' ^6He . L' ^6He étant un noyau instable (durée de vie de 800 ms), nous avons réalisé l'expérience en cinématique inverse en utilisant une cible d'hydrogène solide et un faisceau d' ^6He d'énergie incidente 41.5 MeV/nucléon, l' ^6He étant produit par

fragmentation du projectile avec le dispositif SISSI [Ann97] couplé au spectromètre α .

Il fallait alors détecter en coïncidence le photon de haute énergie (30-50 MeV) et le produit de capture émis aux angles avant. Nous avons donc utilisé le détecteur "Château de Cristal" pour la détection du photon et le spectromètre SPEG placé à 0° pour séparer les produits de réaction du faisceau incident et les détecter. Deux télescopes Si-CsI ont également été placés aux angles avant, afin d'étendre la couverture angulaire pour les produits de réaction à des angles plus grands. Enfin, un détecteur veto (scintillateur plastique) a été positionné devant la cible pour éliminer les événements produits par réaction ailleurs que dans l'hydrogène de la cible. Le dispositif général utilisé est présenté dans la figure 2.3.

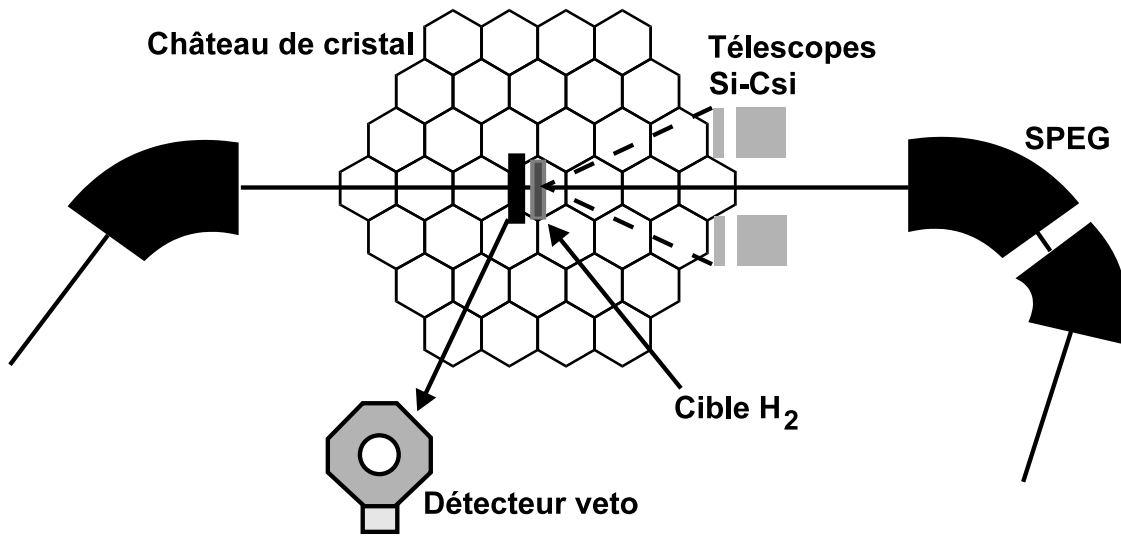


Figure 2.3: Vue générale du dispositif expérimental utilisé lors de l'expérience sur l' ^6He .

2.2.1 Le faisceau d' ^6He

Le faisceau d' ^6He utilisé a été produit par fragmentation d'un projectile de ^{13}C à 75 MeV/nucléon sur une cible de carbone d'épaisseur 1600 mg/cm^2 , à l'aide du dispositif SISSI [Ann97]. Pour la première fois sur une aussi longue période de fonctionnement, nous avons bénéficié du système THI (Très Haute Intensité) du GANIL. Ceci nous a permis d'obtenir un faisceau primaire de ^{13}C d'intensité maximale d'environ $5 \mu\text{Ae}$ et un faisceau secondaire d' ^6He d'environ $5 \cdot 10^5 \text{ pps}$.

La pureté de ce faisceau était très bonne : le seul contaminant étant du ^8Li à hauteur de 0.47 %. La dispersion en moment de ce faisceau secondaire a été mesurée avec SPEG. Elle est de $(\Delta p/p)_{FWHM} = 7.8 \cdot 10^{-3}$ (figure 2.4). Sa dispersion en angle, également mesurée à l'aide de SPEG, est de $\sigma_\theta = 0.3^\circ$ dans le plan (X,Z) et $\sigma_\phi = 0.4^\circ$ dans le plan (Y,Z) (figure 2.5). Les coupures observées de part et d'autre du profil du faisceau sont dues à l'acceptance en moment de l'analyseur de SPEG

(0.6 % environ, contre 1.2 % environ pour le spectromètre α) qui réduit alors la dispersion en énergie du faisceau incident.

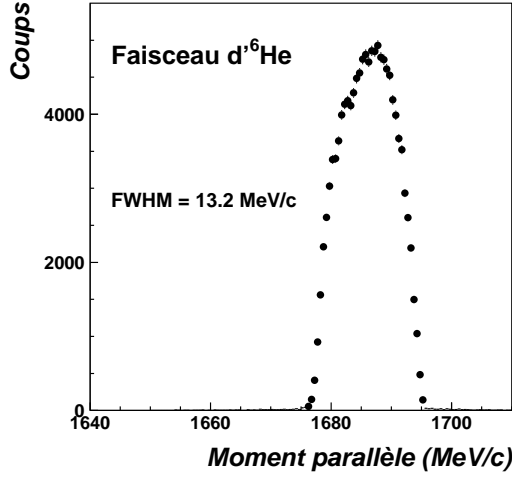


Figure 2.4: Dispersion en moment du faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$ ($\Delta p/p = 0.7\%$).

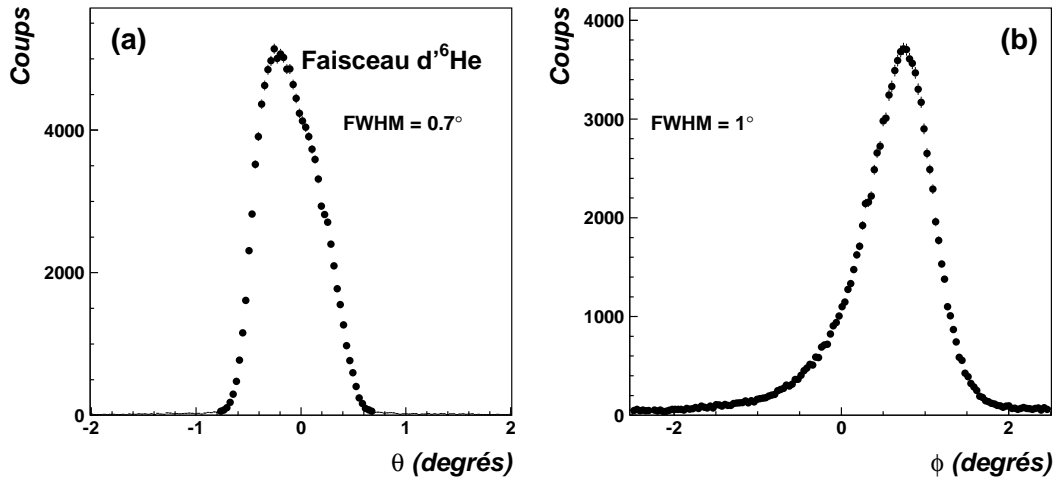


Figure 2.5: Dispersions en angle θ et ϕ du faisceau secondaire d' ${}^6\text{He}$.

2.2.2 Cible d'hydrogène liquide

Lors de cette expérience, nous avons utilisé une cible d'hydrogène liquide afin de disposer d'une cible de protons pure. En effet, l'emploi d'une cible plastique de CH_2 aurait induit un bruit de fond γ supplémentaire, dû au rayonnement de Bremsstrahlung produit par l'interaction de l' ${}^6\text{He}$ sur le carbone contenu dans la cible : les protons étant 3 fois plus nombreux dans le carbone que dans l'hélium,

et moins liés, la contribution au Bremsstrahlung de haute énergie des processus $np \rightarrow \gamma$ va être plus important avec le carbone.

Cette cible d'hydrogène liquide (figure 2.6) a été développée par une collaboration entre le LPC et le GANIL [Lib97]. La tête froide de la cible est en bronze, d'épaisseur environ 1 cm. Le matériau lourd constituant cette tête, ainsi que son épaisseur, vont jouer un rôle important sur l'absorption des photons produits dans l'hydrogène. L'effet de cette absorption a été estimé par simulation (voir annexe B). L'hydrogène liquide est contenu dans un cylindre de 2 cm de diamètre et d'1 cm d'épaisseur. Les fenêtres d'entrée et de sortie de cette cible sont en Havar [Met91], de $4.4 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La perte d'énergie du faisceau de ${}^6\text{He}$ à 41.5 MeV/nucléon dans ces fenêtres est de 0.15 MeV et est donc négligeable (comparé à 249 MeV). De même, le rayonnement de Bremsstrahlung causé par l'interaction du faisceau dans ces fenêtres peut être considéré comme négligeable, du fait de leur faible épaisseur. Ceci a été vérifié par des mesures effectuées avec la cible vide.

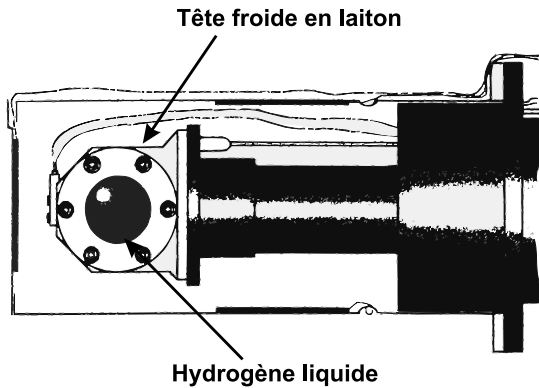


Figure 2.6: Cible d'hydrogène liquide.

La température de fonctionnement de la cible a été choisie à 9 K, soit la valeur minimum accessible par le cryostat, et pour une pression constante de 1 bar, afin d'éviter des problèmes de formation de bulles rencontrés dans des expériences précédentes. Or, ce point de fonctionnement se situe dans une région du diagramme pression-température où l'hydrogène est solide [liq99]. Au cours de l'expérience, nous avons mesuré la perte d'énergie totale du faisceau incident dans cette cible. Elle est de 12.5 MeV. Nous en déduisons donc une densité de 0.095 g/cm^3 pour cette cible (épaisseur de 95 mg/cm^2). Cette densité est supérieure à celle de l'hydrogène liquide (0.076 g/cm^3), ce qui nous a permis de vérifier que l'hydrogène de la cible était bien solide et non pas liquide. Dans tous les cas, cet état solide de l'hydrogène de la cible ne constitue pas une gêne pour nous. Bien au contraire, la densité supérieure à celle de l'hydrogène liquide peut améliorer très légèrement la statistique obtenue.

2.2.3 Le Château de Cristal

Le "Château de Cristal" est un ensemble composé de 74 détecteurs BaF_2 . Chaque cristal hexagonal de BaF_2 a une longueur de 14 cm et un diamètre externe de 9 cm. Les 74 détecteurs ont été montés autour de la cible en deux demi-dômes de 37 détecteurs chacun (figure 2.7), le centre de chaque détecteur étant à une distance de 30 cm environ du point cible. La couverture géométrique de l'ensemble de ces détecteurs était alors d'environ 70 % de 4π (voir annexe B).

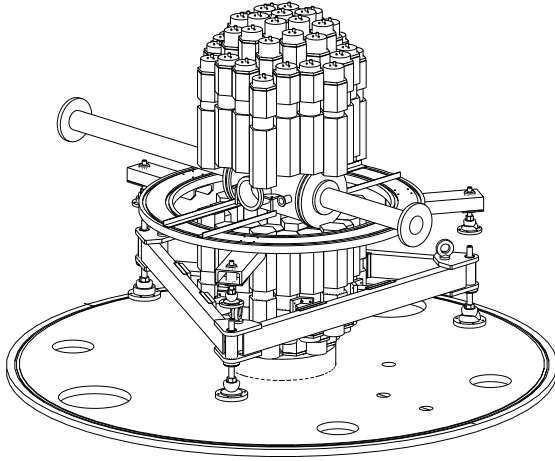


Figure 2.7: Le Château de Cristal : ensemble de 74 détecteurs BaF_2 organisés en deux demi-dômes autour de la cible.

Cet ensemble de détecteurs a été conçu pour la détection de photons de plus basse énergie (< 5 MeV). Cependant, leur utilisation pour la détection de γ de plus haute énergie est possible. L'interaction des γ de haute énergie (~ 40 MeV) dans les BaF_2 se fait par création de paires et par le développement d'une gerbe électromagnétique. Le développement latéral de cette gerbe est caractérisé par le rayon de Molière R_M , défini comme étant le rayon du cône contenant 90% de la gerbe. Ce rayon est de 3.4 cm pour le BaF_2 . Le rayon interne des cristaux étant de 4.5 cm, cette gerbe va toucher de 1 à 3 détecteurs selon le point d'impact du γ , et le montage des détecteurs contigus nous permet alors de détecter la majeure partie de la gerbe. La longueur des cristaux (14 cm) va également conditionner la fraction d'énergie de la gerbe détectée (et donc la résolution en énergie). La longueur de radiation X_0 des γ dans le BaF_2 (longueur au bout de laquelle l'énergie des électrons est réduite à $1/e$ de sa valeur initiale) caractérise le développement longitudinal de la gerbe. Elle est de 2.05 cm et la longueur des cristaux correspond donc à $7X_0$. De plus, afin de pouvoir détecter des photons de haute énergie (jusqu'à 120 MeV), nous avons utilisé des tensions de fonctionnement des photomultiplicateurs plus basses (1500 V au lieu de 2000 V environ).

La résolution estimée de ces détecteurs est d'environ $(\Delta E/E)_{FWHM} = 17\%$ sur l'ensemble de la gamme en énergie (voir annexe B.2). Leur efficacité de détection pour des γ de haute énergie peut être considérée de 100 %, chaque photon de haute énergie interagissant dans les détecteurs par création d'une gerbe électromagnétique,

toujours détectée.

CFD	Discriminateur à fraction constante
RDV	Retard à durée variable
QDC	Codeur digital de charge
TFC	Convertisseur temps-charge
MCR	Module de Coïncidences Rapides
TAC	Convertisseur temps-amplitude
FIFO	"First In First Out"
ADC	Convertisseur digital d'amplitude

Tableau 2.2: Abréviations employées pour les noms des modules d'électronique.

Chaque détecteur possède une chaîne électronique individuelle (figure 2.8). Celle-ci est constituée, pour la voie énergie, d'un QDC précédé d'un retard de 500 ns et d'un gain passif réglable, et pour la voie temps, d'un discriminateur à fraction constante (CFD) suivi d'un retard logique (RDV). Le temps est mesuré par rapport à un signal de la fréquence du cyclotron (HF) avec un TFC suivi d'un QDC pour le codage. Une capacité de 100 nF a été ajoutée en série avant l'entrée du QDC, afin de filtrer le bruit de fond présent sur la ligne et améliorer ainsi la résolution à basse énergie.

Les discriminateurs CFD ont été placés dans la salle de SPEG, proches des détecteurs afin d'obtenir un seuil en énergie plus bas et mieux déterminé. En effet, la salle de SPEG et la salle d'acquisition sont séparées par 100 m de câbles. Le signal analogique sortant des photomultiplicateurs subit donc une atténuation importante sur une telle distance. Il est donc plus facile de transporter le signal logique sortant des CFD, sans perte d'information.

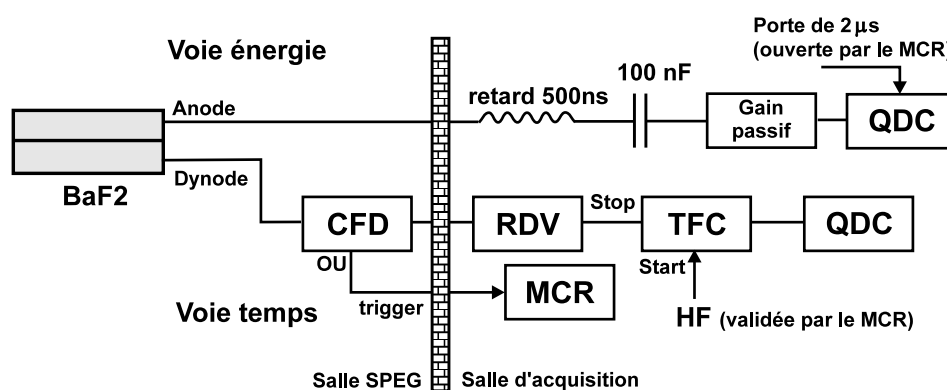


Figure 2.8: Electronique associée à l'un des 74 détecteurs du Château de Cristal.

Le OU logique de la sortie des 74 CFD (associés à chaque BaF₂) est utilisé comme signal de déclenchement. Il indique que l'un au moins des détecteurs BaF₂

a été touché. Le seuil en énergie imposé par les CFD sert donc pour la voie temps et pour la voie décision. Il est alors possible d'imposer deux seuils différents et indépendants pour la voie de décision ("trigger") et pour la voie énergie.

Pour la voie de décision, ce seuil est imposé par le CFD. Il a été réglé à environ 3 MeV afin de supprimer le bruit de fond dû à l'activité intrinsèque très élevée de ces cristaux (~ 200 coups/s dans 1000 cm^3 de BaF_2). Cette activité intrinsèque est engendrée par la radioactivité α du radium (même famille chimique que le baryum) présent dans les cristaux de BaF_2 [Bec00].

Pour la voie énergie, le seuil est donné par la programmation d'un piédestal dans le QDC. Ainsi, toute valeur enregistrée par le QDC inférieure à ce piédestal n'est pas lue par l'acquisition. Ceci a pour avantage de réduire le nombre de voies de QDC lues par événement et de diminuer ainsi le temps mort de l'acquisition. Ce seuil a été placé à 1 MeV pour chaque détecteur. Un seuil plus bas pour la voie énergie permet en effet une meilleure reconstruction de la gerbe électromagnétique et donc une meilleure résolution sur la mesure de l'énergie des photons. L'acquisition reste quant à elle toujours déclenchée uniquement par un γ de plus de 3 MeV (seuil des discriminateurs CFD).

Ce mode de fonctionnement avec un seuil haut et un seuil bas nous a donc permis de limiter le taux de déclenchements dus au bruit de fond tout en conservant une bonne résolution sur la mesure de l'énergie des γ , ainsi que la possibilité de détecter des γ de basse énergie (désexcitation d'un état excité) en coïncidence avec un γ de plus haute énergie (provenant d'une capture radiative ou de Bremsstrahlung).

2.2.4 Les télescopes

Deux télescopes ont été ajoutés aux angles avant, afin d'augmenter la couverture angulaire pour les produits de réaction, SPEG couvrant les angles compris entre $\pm 2^\circ$. Chaque télescope est composé d'un détecteur Si de $500 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de $5 \times 5 \text{ cm}^2$, suivi d'un détecteur CsI de mêmes dimensions et d'épaisseur 4 cm, provenant du détecteur modulaire CHARISSA (CHARGed particle Instrumentation for Solid State Arrays) [Yan89]. Ces détecteurs couvraient les angles entre 18 et 42° , de part et d'autre du faisceau. Ils ont permis une bonne détection et une bonne séparation des particules légères, allant du proton à l' ^6He (figure 2.9).

La chaîne électronique associée à chaque télescope est présentée dans la figure 2.10. La mesure de l'énergie déposée dans les détecteurs CsI est assurée par un préamplificateur suivi d'un amplificateur de mise en forme du signal. Le codage est ensuite effectué par un ADC. Il en est de même pour la mesure de l'énergie déposée dans les Si. Les détecteurs Si sont utilisés pour le trigger et la prise de temps. Un amplificateur rapide (TFA) est alors utilisé. Le seuil en énergie est imposé par un CFD. Les sorties de ce CFD sont utilisées pour la partie trigger et pour une mesure de temps par rapport à la HF de l'accélérateur à l'aide d'un TAC.

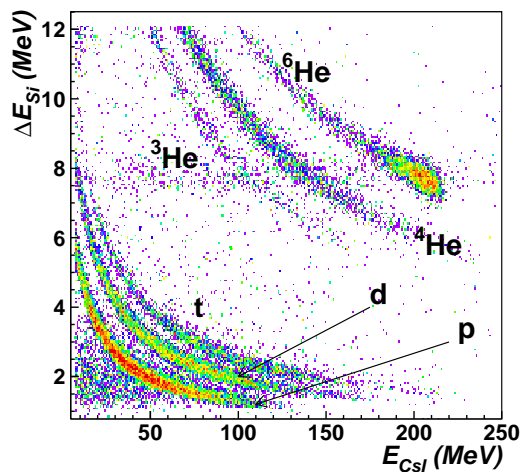


Figure 2.9: Matrice d'identification d'un des télescopes.

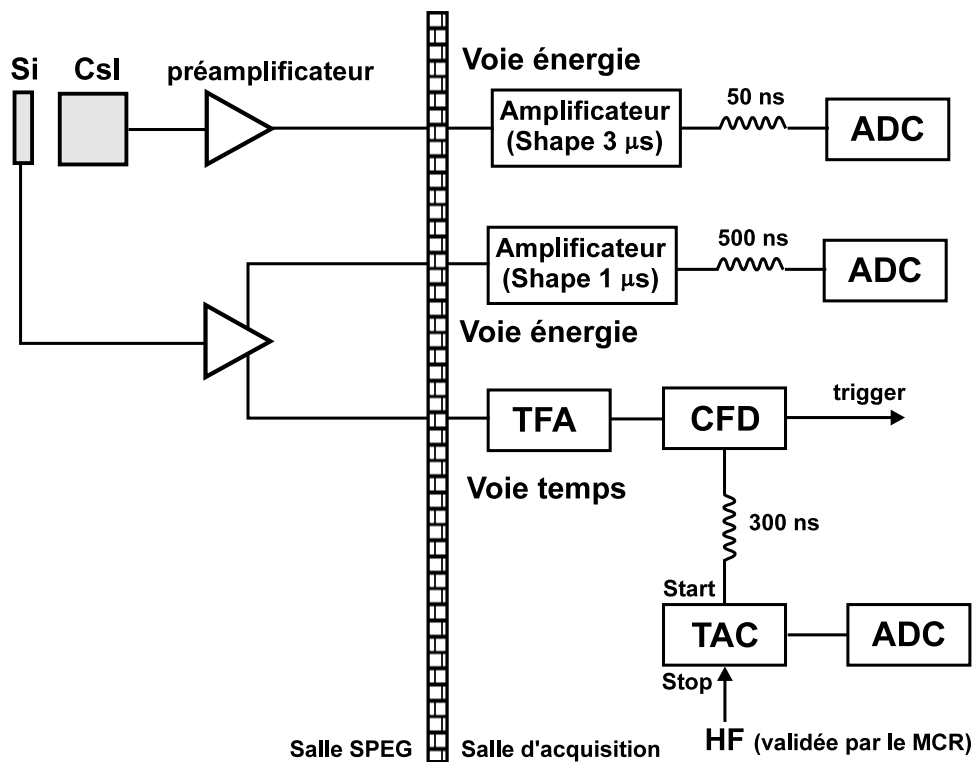


Figure 2.10: Electronique associée à chaque télescope.

2.2.5 Détecteur veto

Un détecteur veto constitué d'un scintillateur plastique présentant un trou en son centre a été placé devant la cible (figure 2.3). Son diamètre interne était de 1.5 cm, celui de la cible d'hydrogène liquide étant de 2 cm. Ce détecteur a servi à identifier les noyaux incidents frappant la tête de la cible en bronze.

En effet, le faisceau d' ^6He utilisé étant un faisceau secondaire, son extension spatiale est plus grande que celle d'un faisceau primaire ($\sigma_x \simeq 0.35 \text{ cm}$). Quelques noyaux frappaient donc le porte cible et non pas l'hydrogène. L'interaction du faisceau avec le porte-cible va générer des photons de haute énergie par Bremsstrahlung. Bien que la section efficace d'un tel processus soit très faible (de l'ordre du μb), les matériaux constituant la partie mécanique de la cible étant épais et lourds (bronze), ces photons seront produits en grande quantité et constitueront une pollution gênante pour l'observation des γ de capture radiative.

A l'analyse, nous avons ensuite éliminé tous les événements ayant généré un signal dans ce détecteur. Les événements restant sont donc des "bons événements", c'est à dire des ^6He ayant interagi dans la cible d'hydrogène. Il reste également les contributions dues à l'interaction du faisceau avec les fenêtres d'entrée et de sortie de la cible, mais nous pouvons considérer que ces photons sont produits en faible quantité (voir paragraphe 2.2.2).

Ce détecteur veto s'est également avéré utile pour localiser le faisceau d' ^6He et le régler.

L'électronique associée à ce détecteur veto (figure 2.11) est constituée d'un pré-amplificateur à deux sorties VV100 suivi d'un retard de 700 ns et d'un QDC pour le codage de l'énergie. La voie temps est constituée d'un discriminateur CFD suivi d'un TAC pour la mesure du temps par rapport à la HF.

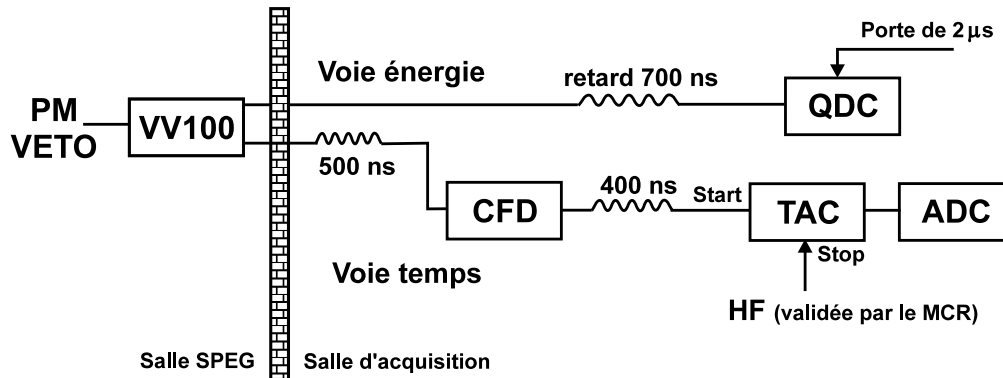


Figure 2.11: Electronique associée au détecteur veto.

2.2.6 Electronique et acquisition

Les chaînes électroniques propres à chaque détecteur ont été présentées précédemment. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la partie décisionnelle de l'électronique, à la gestion commune de tous les détecteurs et à leur utilisation en coïncidence. La figure 2.12 représente le schéma de la partie logique et mesure de temps de l'électronique.

La coïncidence des signaux générés par le Château, SPEG et les télescopes est gérée par un MCR. Les retards sur ces différents signaux avant le MCR sont ajustés de façon à compenser les différences de temps dues à des longueurs de câble

différentes et au temps de vol des noyaux dans SPEG (environ 200 ns). Ces trois signaux sont ainsi réglés pour arriver en coïncidence à l'entrée du MCR. Une fenêtre de coïncidence de 200 ns a été choisie afin de pouvoir compenser les différences de temps de vol entre les différentes particules dans SPEG (± 50 ns), mais aussi pour pouvoir acquérir quelques événements correspondant à des coïncidences fortuites (la période de la HF du cyclotron étant de 100 ns). De tels événements sont nécessaires pour la calibration en temps des détecteurs BaF_2 (voir paragraphe 6.1.2.3).

Nous acceptons tous les événements ayant déclenché le Château en coïncidence avec SPEG ou l'un des télescopes. Les événements déclenchant le Château seul, et quelques événements de SPEG ou des télescopes seuls sont également acceptés, afin d'avoir également accès à des mesures inclusives.

En cas d'acceptation de la configuration présente à l'entrée, le MCR déclenche un signal OK. Ce signal OK est ensuite utilisé pour valider, à l'aide de portes ET logiques, les signaux de la HF et des différents détecteurs servant à réaliser les mesures de temps. En effet, les différents codeurs ne doivent être déclenchés par l'arrivée de signaux que si l'événement a été accepté par l'acquisition. Ils doivent fonctionner de manière synchrone avec le MCR.

Nous mesurons les temps individuels de chaque détecteur par rapport à la HF, mais aussi les temps relatifs entre les différents détecteurs (temps Château-télescopes, Château-SPEG et SPEG-télescopes).

L'acquisition, la lecture des différents codeurs et l'écriture des données sur bande sont ensuite gérées par le système d'acquisition propre au GANIL. Ce système d'acquisition permet, entre autres, de réaliser une visualisation, un premier traitement et un contrôle "en ligne" des événements acquis [Gan].

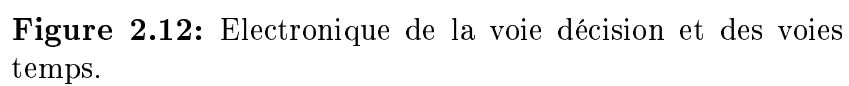


Figure 2.12: Electronique de la voie décision et des voies temps.

Chapitre 3

Etude de réactions de perte d'un neutron

Pour les différentes raisons évoquées dans le chapitre 1, nous avons entrepris une étude systématique des distributions en moment résultant d'une réaction de perte d'un neutron. Cette expérience nous a permis de mesurer ces distributions en moment, parallèle et transverse, ainsi que les sections efficaces correspondantes pour une vingtaine de noyaux légers riches en neutrons, situés entre la vallée de stabilité et la drip-line neutron.

Une telle expérience nous a permis d'étudier l'évolution de ces signatures en fonction de l'isospin, leur sensibilité à la structure du projectile ainsi que l'influence du mécanisme de réaction, grâce à l'emploi de deux cibles différentes de C et de Ta.

Dans ce chapitre, nous présenterons les détails de l'analyse de cette expérience ainsi que les résultats obtenus. L'interprétation de ces résultats, basée sur différents modèles théoriques que nous avons développés, sera ensuite présentée dans le chapitre 4.

3.1 Analyse

Dans cette partie, nous expliquerons comment ont été utilisés et étalonnés les détecteurs de SPEG afin de séparer les différents noyaux étudiés et de mesurer leurs paramètres physiques importants. Nous présenterons ensuite les différentes étapes de l'extraction de données physiques à partir des données brutes et les méthodes associées.

3.1.1 Sélection des différents noyaux

Lors de cette expérience, nous avons mesuré simultanément les réactions de perte d'un neutron pour un ensemble de 23 noyaux. La tâche première a donc été d'identifier les différents fragments issus d'une réaction de perte d'un neutron et de les séparer des autres produits de réaction détectés dans SPEG.

Nous avons utilisé pour cela une combinaison de trois sélections successives :

- Une première sélection sur la matrice $\Delta E - E$, donnée par la mesure de la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation (ΔE) et de l'énergie déposée dans le plastique de SPEG (E), permet de séparer les différentes lignes de Z des isotopes arrivant au plan focal du spectromètre (figure 3.1).

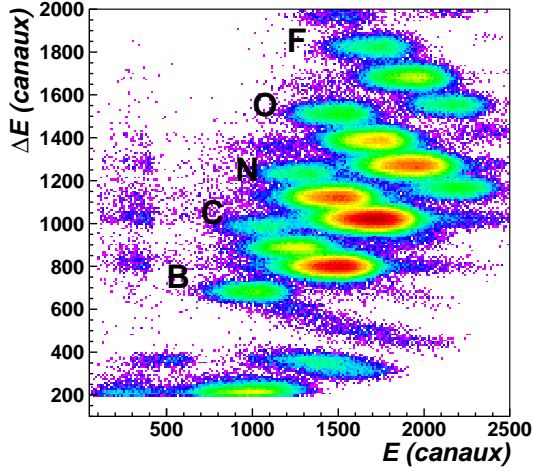


Figure 3.1: Matrice $\Delta E - E$ obtenue avec la chambre d'ionisation et le plastique de SPEG.

- La matrice $\Delta E - t_{vol}$ (temps de vol) permet ensuite de séparer les différents isotopes dans SPEG. En effet, le temps de vol, mesuré entre le plastique de SPEG et la HF de l'accélérateur ou une galette à micro-canaux placée à la sortie du spectromètre α , est proportionnel au rapport A/Z du noyau. Nous pouvons donc séparer les différents noyaux présents dans le faisceau incident. Nous réalisons d'abord une telle mesure sur le faisceau incident direct (la rigidité de SPEG est réglée sur celle de la ligne de faisceau $B\rho_0 = 2.88 \text{ Tm}$), afin de déterminer la position correspondant à chaque noyau sur la figure $\Delta E - t_{vol}$. Ensuite, pour détecter les fragments provenant d'une réaction de perte d'un neutron, nous avons réglé la rigidité de SPEG telle que $B\rho_{SPEG} = 2.551 \text{ Tm}$, valeur choisie pour optimiser le nombre de fragments de réaction de perte d'un neutron détectés et de distributions en moment pouvant être mesurées dans l'acceptance en moment de SPEG (7 %). Les fragments résultants de la perte d'un neutron ont alors une vitesse très proche de celle du faisceau. Ils sont alors déviés à la même position X_{foc} dans le plan focal de SPEG que les noyaux incidents précédemment mesurés. Les fragments donnent donc pratiquement les mêmes signaux ΔE et t_{vol} que les noyaux du faisceau incident. Nous les retrouvons donc aux mêmes positions dans la matrice $\Delta E - t_{vol}$.

La figure 3.2 montre un exemple d'identification des noyaux présents dans le faisceau incident à partir de leur temps de vol mesuré entre le plastique de SPEG et la galette à micro-canaux. Dans la pratique, nous utilisons pour identifier les fragments la mesure du temps de vol par rapport à la radio-fréquence du cyclotron (HF), pour des raisons d'efficacité de détection. La figure 3.3(a) montre un exemple d'identification des noyaux incidents présents dans le faisceau incident pour $Z = 6$, la cible ayant été retirée. Une fois la cible de réaction en place et la rigidité du spectromètre modifiée comme indiqué

précédemment, les mêmes contours de sélection sont utilisés pour identifier les fragments résultant d'une réaction de perte d'un neutron (figure 3.3(b)).

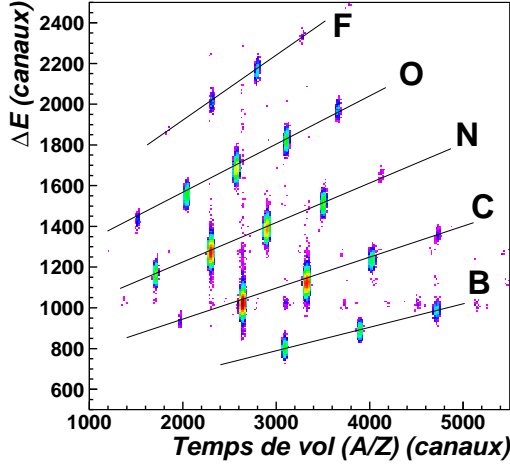


Figure 3.2: Matrice $\Delta E - t_{vol}$ obtenue avec SPEG, pour le faisceau secondaire direct.

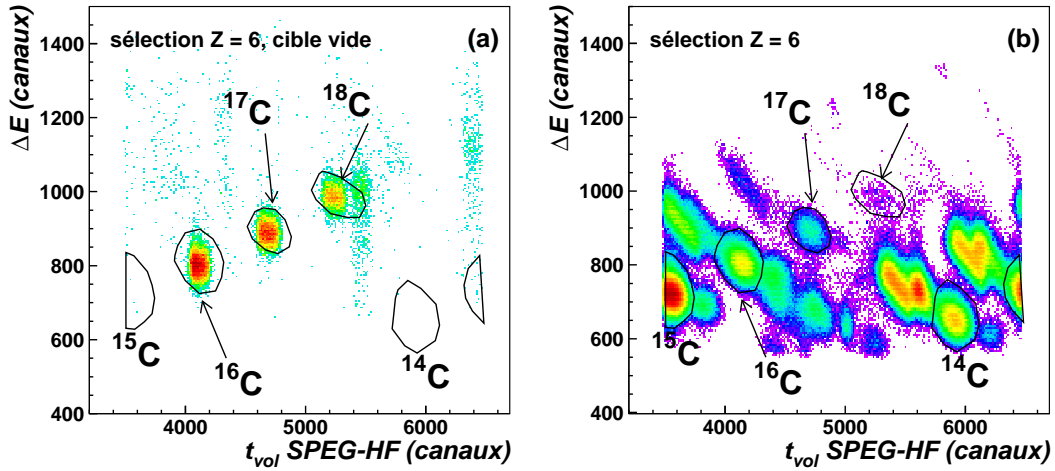


Figure 3.3: Matrices $\Delta E - t_{vol}$ obtenues avec SPEG, pour le faisceau direct (a) et pour les produits de réaction (b) (cible de carbone).

- Enfin, une troisième sélection est faite sur la matrice $\Delta E - C1X1$ ($C1X1$ étant la position X du fragment dans la première chambre à dérive de SPEG) pour chaque fragment, afin d'éliminer le bruit résiduel dû à une mauvaise séparation lors des deux sélections précédentes. La figure 3.4 présente un exemple d'une telle sélection concernant le ^{15}C .

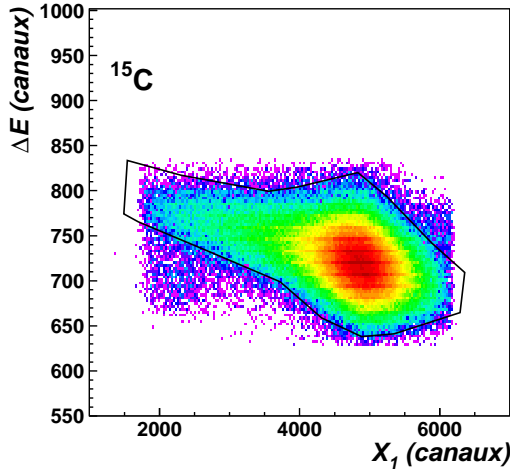


Figure 3.4: Matrice $\Delta E - C1X1$ obtenue pour les ^{14}C provenant d'une réaction de perte d'un neutron du ^{15}C sur cible de C.

3.1.2 SPEG : étalonnages

Le spectromètre SPEG est utilisé pour mesurer le moment et l'angle de diffusion des particules émises lors de la réaction. Un étalonnage des différents détecteurs de SPEG est donc nécessaire afin de transcrire les données brutes enregistrées par les codeurs en données physiques exploitables. Un premier étalonnage des chambres à dérive permet de reconstruire la trajectoire des particules au voisinage du plan focal de SPEG. Ensuite un deuxième étalonnage en angle permet, à partir de ces trajectoires, de reconstruire la trajectoire des particules à l'entrée de SPEG, c'est-à-dire juste après la cible.

3.1.2.1 Etalonnage en moment

Les mesures de X données par les deux chambres à dérive de SPEG permettent de calculer la position X_{foc} de passage de la particule dans le plan focal et donc de calculer le moment de la particule par la formule (3.6).

Pour effectuer cet étalonnage en moment, nous faisons passer le faisceau incident directement dans SPEG (sans cible) en faisant varier la rigidité de SPEG autour d'une valeur centrale $B\rho_0 = 2.88 \text{ Tm}$, égale à celle du faisceau incident. Pour chaque mesure nous relevons le centroïde des signaux X_i donnés par les deux chambres à dérive. En traçant ces valeurs X_i en fonction de la variation de $B\rho$ en % ($\Delta B\rho/B\rho_0$), nous obtenons les droites de calibration de pente α_i et d'ordonnée à l'origine X_{i0} (figure 3.5). Sachant qu'une variation de 1% du $B\rho$ correspond à un déplacement de 10,4 cm dans le plan focal de SPEG [Bia89], la conversion en cm des valeurs de X_i en canaux est donnée par la formule (3.1).

$$X_i(\text{cm}) = \frac{10.4}{-\alpha_i} [X_i(\text{cx}) - X_{i0}] \quad (3.1)$$

L'étalonnage en position verticale (Y) est plus simple. Il est directement relié à la vitesse de dérive des électrons dans les chambres à dérive (200 ns/cm). La gamme

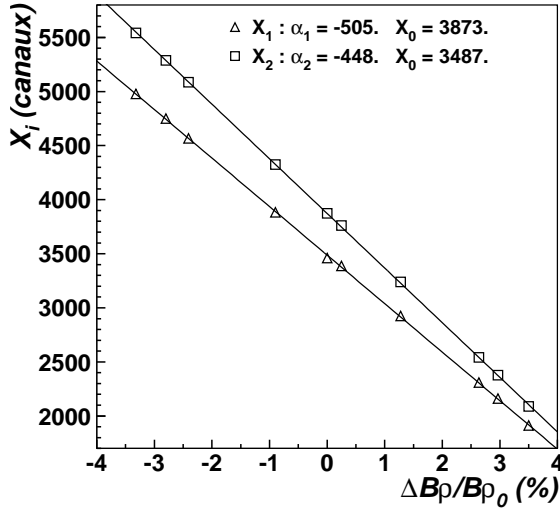


Figure 3.5: Droites de calibration en X des deux chambres à dérivation de SPEG.

des TAC associés à ces mesures verticales est de $5 \mu\text{s}$. Cette gamme correspond donc à une longueur de dérivation de 25 cm. La gamme de codage des TAC étant de 8192 canaux, l'étalonnage en Y des chambres à dérivation est de $3.05 \cdot 10^{-3} \text{ cm/canal}$.

Ces deux étalonnages en X et en Y des chambres à dérivation effectués, nous pouvons alors reconstruire la trajectoire de la particule au voisinage du plan focal (figure 3.6). Les angles dans le plan focal θ_{foc} (angle dans le plan $X-Z$) et ϕ_{foc} (angle dans le plan $Y-Z$) sont donnés par les formules (3.2) et (3.3). Nous en déduisons la position dans le plan focal X_{foc} (3.4), le $B\rho$ de la particule (3.5) ainsi que son moment en MeV/c (3.6).

$$\theta_{foc} = \frac{X_1 - X_2}{Z_1 - Z_2} \quad (3.2)$$

Z_1 et Z_2 étant les positions des deux chambres à dérivation sur l'axe faisceau.

$$\phi_{foc} = \frac{Y_1 - Y_2}{Z_1 - Z_2} \quad (3.3)$$

$$X_{foc} = \theta_{foc} \frac{\tan \theta_f + X_0}{\tan \theta_f - \theta_{foc}} + X_0 \quad (3.4)$$

θ_f étant l'angle d'inclinaison du plan focal, soit 8° , et $X_0 = -\theta_{foc} Z_1 + X_1$.

$$B\rho = B\rho_0 (1 + X_{foc}/1040) \quad (3.5)$$

$$p_z \approx p (\text{MeV}/c) = 299.8 Q B\rho \quad (3.6)$$

Les angles d'émission du fragment étant proches de zéro ($< 1^\circ$) et le moment total p étant très grand, nous pouvons alors considérer que, dans une très bonne approximation, le moment parallèle du fragment est égal à son moment total, $p_z \approx p$.

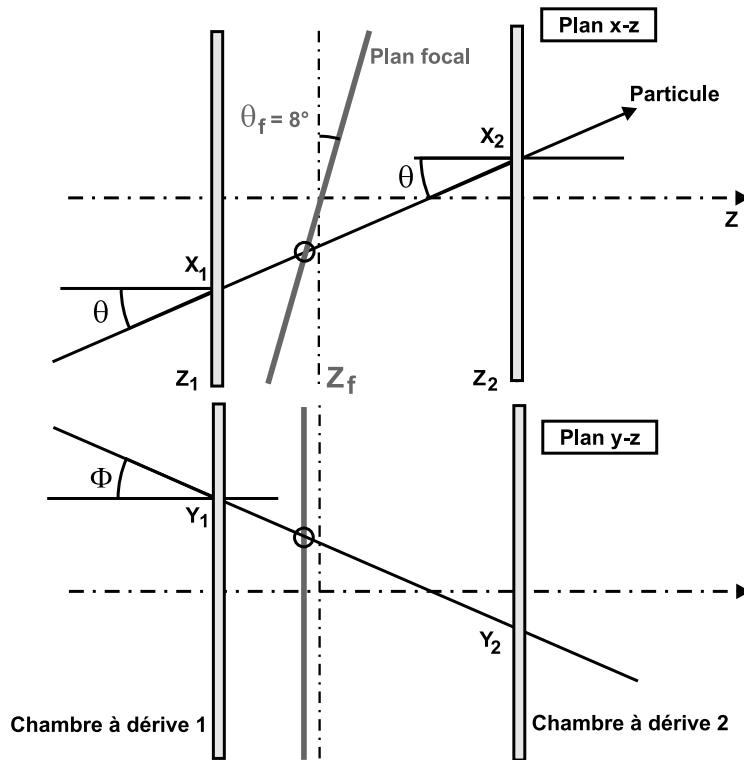


Figure 3.6: Schéma des trajectoires au voisinage du plan focal de SPEG.

3.1.2.2 Etalonnage en angle

Les angles θ_{speg} et ϕ_{speg} de la particule à l'entrée de SPEG sont ensuite reconstruits à partir des angles θ_{foc} et ϕ_{foc} dans le plan focal de SPEG. Nous utilisons pour cela une routine FORTRAN, ABER, qui reconstruit ces angles en prenant en compte les aberrations du 1^{er} et du 2^{ème} ordre de l'aimant de SPEG.

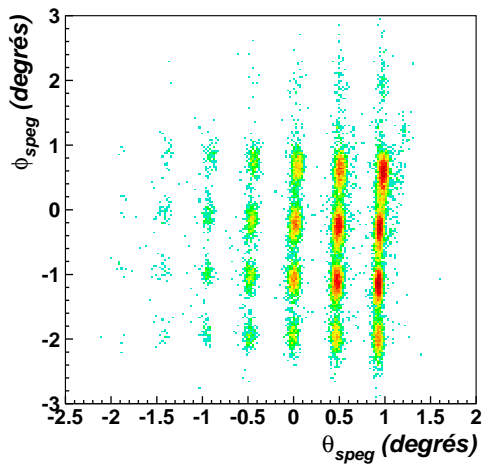


Figure 3.7: Image de la grille reconstruite avec ABER.

Afin de vérifier la validité de cette reconstruction, une grille est placée à l'entrée de SPEG, à 650 mm de la cible et la cible est remplacée par un fil servant à éclater le faisceau afin de couvrir l'ensemble de la surface de la grille. Cette grille est constituée de trous espacés de 5 mm en x et 10 mm en y , soit $\Delta\theta=7.7$ mrad et $\Delta\phi=15.4$ mrad. L'image de la grille est ensuite reconstruite avec ABER et nous ajustons, au besoin, les valeurs de ces angles reconstruits θ_{speg} et ϕ_{speg} , pour retrouver les espacements réels en angle de la grille (figure 3.7).

La précision de la mesure de l'angle est donnée par la largeur des taches correspondant aux trous de la grille (figure 3.7), soit $\sigma_\theta = 0.033^\circ$ et $\sigma_\phi = 0.19^\circ$.

3.1.2.3 Chambres à dérive dans le faisceau : caractérisation des particules incidentes

Le faisceau secondaire étant produit par fragmentation, les noyaux incidents peuvent avoir un angle important à leur arrivée sur la cible (figure 3.8). Afin de mesurer l'angle le moment transverse des fragments résultant de la perte d'un neutron, il est important de déterminer l'angle du noyau incident. L'angle de diffusion du fragment est ensuite mesuré juste après la cible à l'aide de SPEG et corrigé de cet angle incident.

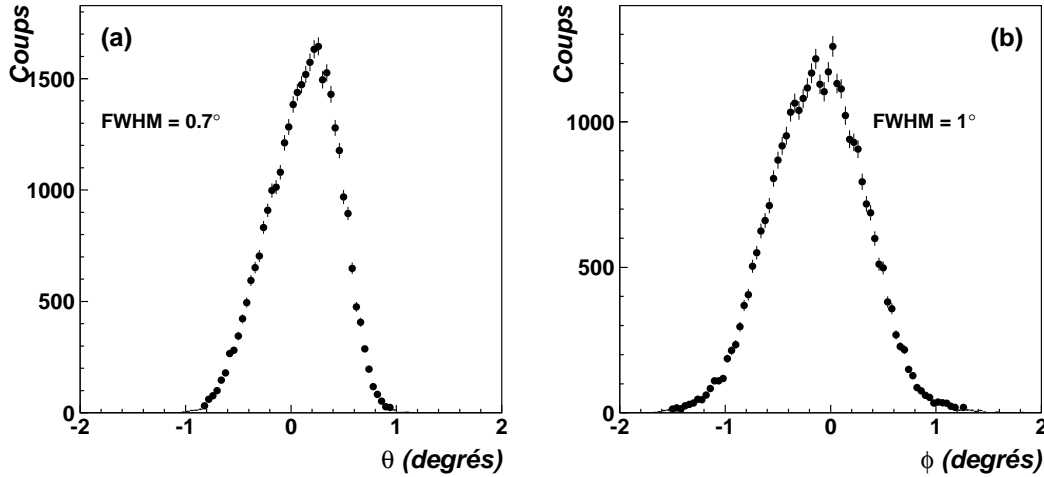


Figure 3.8: Dispersions en angle θ_{cd} et ϕ_{cd} du faisceau secondaire (moyenne sur l'ensemble des noyaux présents dans le faisceau).

Pour mesurer l'angle d'incidence du faisceau sur la cible, deux petites chambres à dérive ont été placées sur la ligne du faisceau, avant l'analyseur de SPEG. Or l'aimant d'analyse de SPEG modifie la trajectoire des particules. Les trajectoires mesurées par ces chambres ne correspondent donc pas aux trajectoires incidentes réelles sur la cible. Pour pouvoir relier les mesures de ces chambres aux angles sur la cible, nous avons fait passer le faisceau dans SPEG, sans cible. Il est alors possible

de calculer les angles θ_{speg} et ϕ_{speg} (voir paragraphe 3.1.2.2) qui correspondent dans ce cas aux angles d'incidence du faisceau sur la cible, θ_{cd} et ϕ_{cd} .

Nous supposons alors qu'il existe une relation linéaire entre ces angles et les positions mesurées par les chambres à dérive et, en traçant θ_{speg} en fonction de $\Delta x = x_{cd2} - x_{cd1}$ et ϕ_{speg} en fonction de Δy , nous devons obtenir des droites de calibration (figure 3.9). Ceci est vérifié pour les angles θ , mais l'est moins pour les angles ϕ . Cette mauvaise corrélation observée entre ϕ_{speg} et Δy est attribuée à un effet de l'aimant d'analyse de SPEG sur les trajectoires des particules qui introduirait un effet de corrélation entre l'angle ϕ et la position en x du faisceau.

La résolution associée à la détermination de ces angles θ_{cd} et ϕ_{cd} correspond à la dispersion par rapport à la droite de calibration, observée sur la figure 3.9. Elle est de $\sigma_{\theta_{cd}} = 0.1^\circ$ et $\sigma_{\phi_{cd}} = 0.3^\circ$.

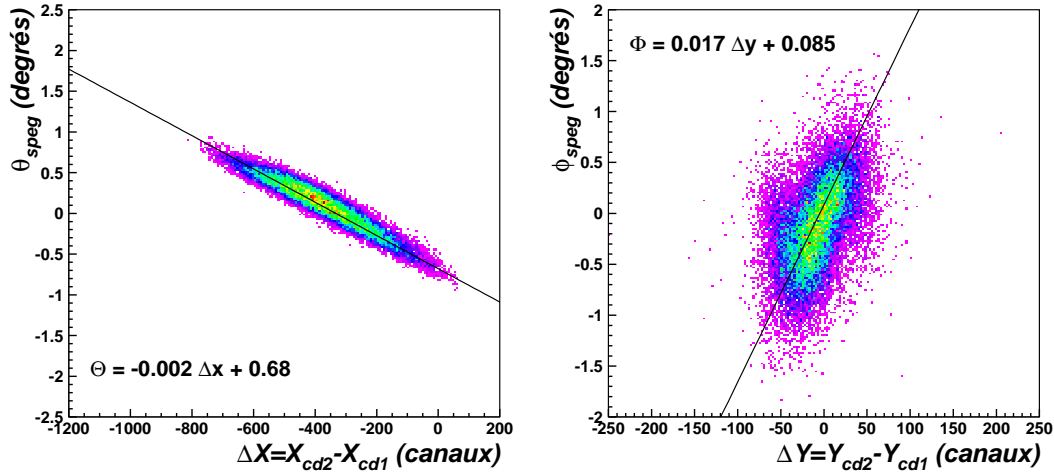


Figure 3.9: Calibration des petites chambres à dérive.

Connaissant les angles incidents sur la cible, nous pouvons alors reconstruire l'angle de diffusion ϑ_{dif} du fragment par la formule (3.7) :

$$\vartheta_{dif} = \frac{\sqrt{\tan^2 \phi_{dif} + \tan^2 \theta_{dif}}}{1 + \tan^2 \phi_{dif} + \tan^2 \theta_{dif}} \quad (3.7)$$

avec $\theta_{dif} = \theta_{speg} - \theta_{cd}$ et $\phi_{dif} = \phi_{speg} - \phi_{cd}$.

Nous pouvons également calculer les moments p_x (3.8) et p_y (3.9) des fragments détectés, suivant les axes X et Y , ou encore son moment perpendiculaire p_\perp (3.10).

$$p_x = p_z \tan(\theta_{speg} - \theta_{cd}) \quad (3.8)$$

$$p_y = p_z \tan(\phi_{speg} - \phi_{cd}) \quad (3.9)$$

$$p_{\perp} = p_z \tan \vartheta_{dif} \quad (3.10)$$

A cause de la mauvaise résolution associée à la mesure des angles ϕ , nous utiliserons par la suite uniquement les distributions en moment p_x des fragments et non pas les distributions en p_y ou en moment perpendiculaire p_{\perp} . Par la suite, nous parlerons alors de moment transverse pour faire référence au moment p_x .

3.1.3 Distributions en moment

3.1.3.1 Correction de l'efficacité de détection

L'efficacité de collection des particules n'est pas constante le long du plan focal de SPEG. Les distributions en moment parallèle, obtenues à partir de la position d'impact des fragments dans le plan focal (X_{foc}), doivent donc être corrigées de cette efficacité de détection. Pour ce faire, durant l'expérience, l'efficacité de détection a été mesurée en plusieurs points du plan focal en utilisant le faisceau incident, sans cible. La courbe d'efficacité en fonction de la position X_{foc} présentée dans la figure 3.10 a donc été déduite de ces mesures. Des points additionnels, et notamment le comportement de cette courbe aux extrémités du plan focal (± 50 cm), ont été obtenus lors de l'expérience suivante sur l' ${}^6\text{He}$ (voir chapitre 5). La zone grisée dans la figure 3.10 représente l'incertitude sur la détermination de l'efficacité de détection ($\sim 3\text{-}7\%$). Toutes les distributions en moment parallèle ont été corrigées suivant cette courbe d'efficacité. Les barres d'erreur reportées sur les distributions en moment tiennent compte de l'erreur statistique et de l'erreur sur le facteur d'efficacité.

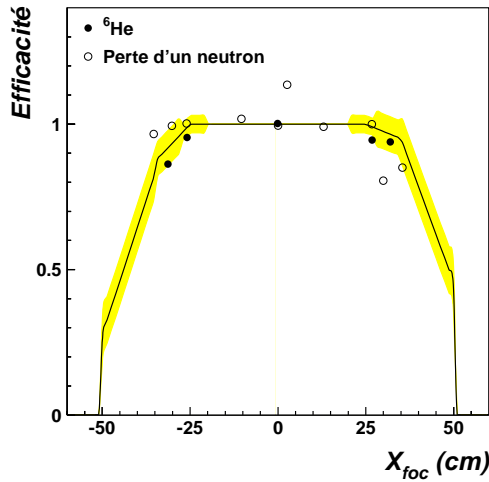


Figure 3.10: Courbe d'efficacité du plan focal de SPEG. Les cercles représentent les points mesurés expérimentalement (cercles vides : lors de cette expérience, cercles pleins : expérience sur l' ${}^6\text{He}$). La ligne correspond à la courbe d'efficacité utilisée et la zone grisée aux barres d'erreur.

3.1.3.2 Extraction des largeurs

Il est nécessaire de pouvoir comparer les distributions en moment obtenues pour chaque noyau indépendamment de leur forme et de tout modèle. Pour cela, nous

avons choisi le paramètre largeur à mi-hauteur (FWHM) de ces distributions. La partie centrale de toutes ces distributions est très bien reproduite par une gaussienne. Nous utilisons donc un ajustement gaussien sur cette partie centrale pour mesurer la largeur à mi-hauteur de chaque distribution (figure 3.11).

Par ailleurs, une mesure directe de la largeur à mi-hauteur donne les mêmes résultats. Nous pouvons donc considérer que, dans notre cas, cette méthode de mesure des largeurs à mi-hauteur par un ajustement gaussien de la partie centrale est relativement indépendante de la forme de nos distributions. L'erreur estimée sur la détermination de ces largeurs est alors égale à l'erreur commise lors de l'ajustement.

Cependant, nous n'avons utilisé les valeurs de ces largeurs que pour quelques comparaisons rapides des distributions entre elles. Pour toute comparaison avec un calcul théorique, il est en effet plus juste de comparer directement les distributions calculées aux distributions expérimentales. La forme de ces distributions en moment est en effet bien plus importante que leur simple largeur à mi-hauteur qui ne nous apporte qu'une faible information sur la distribution.

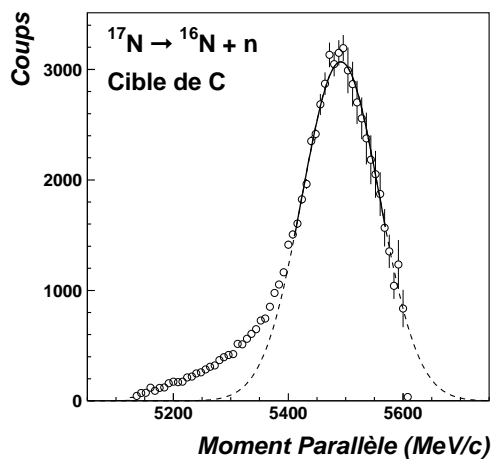


Figure 3.11: Ajustement gaussien sur les distributions en moment parallèle pour extraction des largeurs à mi-hauteur.

3.1.3.3 Correction des largeurs

Différents effets de mesure contribuent à l'élargissement des distributions en moment observées par rapport aux distributions en moment du cœur à l'instant de la perte du neutron, dans le référentiel lié au projectile. Il faut donc estimer l'importance relative de ces effets et en corriger les largeurs mesurées expérimentalement pour obtenir les largeurs intrinsèques des distributions, seules comparables à des calculs théoriques.

Pour les distributions en moment parallèle, ces différents effets sont les suivants :

- La transformation de Lorentz : la distribution mesurée dans le laboratoire est plus large que la distribution du cœur dans le centre de masse du noyau incident. C'est l'effet d'élargissement dominant et il est donné par γ (facteur

de Lorentz), selon la formule :

$$FWHM_{lab} = \gamma FWHM_{cm}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

avec $\beta = v/c$ la vitesse du cœur ($\gamma=1.045$ à 1.07).

- L'élargissement dû à l'épaisseur de cible : la réaction de perte d'un neutron peut se produire tout au long de l'épaisseur de la cible. Dans chaque cas, les pertes d'énergie du noyau incident et du cœur dans la cible ne seront pas les mêmes. Le moment résultant du cœur à la sortie de la cible ne sera donc pas le même. Ceci contribue à élargir les distributions observées ($\sim 7\%$).
- La dispersion (straggling) en énergie dans la cible : la perte d'énergie d'une particule de même énergie dans une cible de même épaisseur n'étant pas constante, ceci va dégrader légèrement la résolution de la mesure, soit environ $(\Delta p/p)_{FWHM} = 3.5 \cdot 10^{-3}$ (figure 3.12).
- La résolution intrinsèque de SPEG : cette résolution est très bonne, $(\Delta p/p)_{FWHM} = 4.5 \cdot 10^{-4}$. Elle contribue donc très peu à l'élargissement des distributions (figure 3.12).

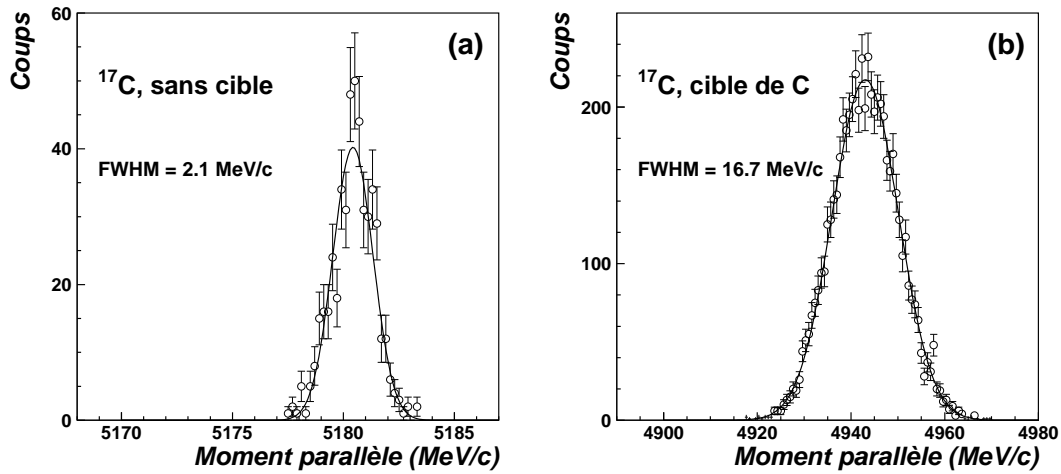


Figure 3.12: Résolution en moment de SPEG (a) et élargissement dû à la dispersion en énergie dans la cible (b), pour le noyau de ^{17}C .

Afin d'estimer la contribution de ces différents effets, nous avons développé une procédure Monte-Carlo calculant l'élargissement des distributions (voir annexe A). L'utilisation d'une telle méthode permet de décrire simplement et correctement l'influence des pertes d'énergie et du point d'interaction dans la cible. Dans cette simulation, nous considérons pour chaque fragment une distribution en moment intrinsèque p_z de forme gaussienne. Nous calculons la largeur de cette distribution

intrinsèque qui, après convolution avec les différents effets d'élargissement, reproduit la largeur observée expérimentalement. Les élargissements sont ainsi calculés pour tous les noyaux observés. Le tableau 3.1 résume la contribution des différents effets à l'élargissement des distributions, pour quelques-uns des noyaux étudiés.

En ce qui concerne les distributions en moment transverse p_x , les différents effets d'élargissement expérimentaux sont plus faciles à prendre en compte. Ces différents effets sont :

- la résolution sur la mesure de l'angle incident avec les petites chambres à dérive ($\sigma_{\theta_{cd}} = 0.1^\circ$ et $\sigma_{\phi_{cd}} = 0.3^\circ$) ;
- les diffusions multiples du noyau et du fragment dans la cible ($\sigma_{\vartheta_{diff}} \approx 0.1^\circ$ sur cible de C et $\sigma_{\vartheta_{diff}} \approx 0.4^\circ$ sur la cible de Ta) ;
- la résolution de la mesure de l'angle après la cible par SPEG ($\sigma_{\theta_{speg}} = 0.03^\circ$ et $\sigma_{\phi_{speg}} = 0.2^\circ$).

Ces effets sont pris en compte en considérant une distribution en moment transverse intrinsèque de forme gaussienne pour le cœur et en la convoluant successivement avec trois distributions gaussiennes correspondant aux trois effets précédemment cités. Le tableau 3.2 résume les contributions de ces trois effets pour quelques noyaux étudiés.

Noyau	Mesurée	Corrigée de la résolution	Corrigée de l'épaisseur de cible	Centre de masse	Elargissement (%)
^{14}B	63.6	62.8	59.0	56.3	11.5
^{15}C	71.3	70.7	67.6	63.5	11.0
^{19}N	200	199	187	177	11.5
^{22}O	236	234	216	206	12.5

Tableau 3.1: Contributions des différents effets d'élargissement des distributions p_{\parallel} observées, par rapport aux distributions intrinsèques, pour les largeurs à mi-hauteur (FWHM) données en MeV/c (cible de C).

Noyau	Mesurée	Corrigée de la résolution de SPEG	Corrigée des diffusions multiples	Centre de masse	Elargissement (%)
^{14}B	79	78.6	77.0	75.3	5.0
^{22}O	240	239.5	238	237	1.2

Tableau 3.2: Contributions des différents effets d'élargissement des distributions en moment transverse (p_x) observées, par rapport aux distributions intrinsèques, pour les largeurs à mi-hauteur (FWHM) données en MeV/c (cible de C).

3.1.4 Détermination des sections efficaces

Durant l'expérience, il n'y avait aucun détecteur permettant un comptage événement par événement avec une identification des noyaux incidents. Pour déterminer le nombre de noyaux incidents, nous avons donc utilisé des moniteurs de l'intensité des faisceaux primaires et secondaires.

La procédure permettant de calculer le nombre de noyaux incidents sur la cible est la suivante : tout d'abord, le faisceau incident est envoyé directement (sans cible) dans SPEG et nous comptons le nombre de noyaux incidents N_{inc} avec SPEG. Ce nombre est ensuite relié à l'intensité du faisceau (primaire ou secondaire) observée. En supposant que la composition du faisceau reste la même au cours du temps, durant le reste de l'expérience, il suffit de mesurer l'intensité du faisceau pour connaître le nombre de noyaux incidents sur la cible.

Trois moniteurs différents de l'intensité du faisceau ont été utilisés :

- Le Ti machine (noté Ti). C'est un intégrateur de courant non interceptif placé à la sortie du CSS2 qui mesure l'intensité du faisceau primaire. Si les conditions expérimentales ne changent pas au niveau de la cible de production du faisceau secondaire (SISSI), il est raisonnable de penser qu'à une même intensité de faisceau primaire correspond une même intensité de faisceau secondaire.
- Un détecteur à galette microcanaux placé en sortie du spectromètre α (noté T_α), donnant un comptage du faisceau secondaire sans les pertes dans la ligne.
- Un second détecteur à galette microcanaux placé devant la cible (T_{ch}) servant à compter le faisceau secondaire au niveau de la cible de réaction.

Les taux de comptage des ces trois détecteurs étaient enregistrés sur des échelles. Ainsi, pour chaque run (durée d'une mesure), il nous faut également mesurer le temps mort de l'acquisition ($T_{mort} = 1 - liveT$ et $liveT = nb\ evts\ acquis / nb\ incident\ total$) et corriger de ce temps mort afin de calculer le nombre de noyaux réels incidents. Le nombre de noyaux incidents durant un run est donc donné par la formule (3.11) :

$$[N_i]_{run} = \frac{[N_i]_{runvide}}{[Ti]_{runvide} [liveT]_{runvide}} [Ti]_{run} [liveT]_{run} \quad (3.11)$$

où $runvide$ fait référence à la mesure effectuée cible vide et où Ti est remplacé successivement par T_α et T_{ch} pour avoir trois mesures différentes du nombre de noyaux incidents.

Le nombre total de noyaux incidents est donné par sommation sur tous les runs. Nous pouvons alors calculer la section efficace par la formule (3.12),

$$\sigma_{-1n} = \frac{A}{\mathcal{N}_a\ ep_{cible}} \frac{N_d}{N_i} \quad (3.12)$$

où N_d est le nombre total de noyaux détectés ayant réagi, A le nombre de masse de la cible, \mathcal{N}_a le nombre d'Avogadro et ep_{cible} l'épaisseur de cible en g/cm^2 . Il est à noter que l'efficacité de détection des détecteurs de SPEG n'intervient pas dans cette formule. En effet, elle est prise implicitement en compte à la fois dans la mesure de N_d et dans la mesure de N_i , SPEG étant utilisé pour compter les noyaux incidents.

A l'aide des formules (3.11) et (3.12) et de la formule de composition des erreurs (3.13), nous en déduisons l'erreur statistique ε_{stat} associée à chacune de ces mesures (3.14).

$$\left(\frac{\varepsilon_{stat}}{\sigma_{-1n}}\right)^2 = \left(\frac{\varepsilon_{N_d}}{N_d}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_{N_{ivide}}}{N_{ivide}}\right)^2 \quad (3.13)$$

$$\varepsilon_{\sigma_{-1n}} = \sigma_{-1n} \left(\sqrt{\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_{ivide}}} \right) \quad (3.14)$$

La moyenne des trois valeurs données par les différentes normalisations T_i , T_α et T_{ch} nous donne la section efficace finale $(\sigma_{-1n})_f$.

Ces trois mesures n'étant pas indépendantes, nous définissons une erreur statistique ε_{stat} comme étant l'erreur statistique maximum associée à ces mesures (3.15).

$$\varepsilon_{stat} = MAX \{(\varepsilon_{\sigma_{-1n}})_{T_i}, (\varepsilon_{\sigma_{-1n}})_{T_{ch}}, (\varepsilon_{\sigma_{-1n}})_{T_\alpha}\} \quad (3.15)$$

Prendre la moyenne de ces trois mesures comme valeur de la section efficace introduit également une erreur systématique ε_{moy} qui peut être définie comme l'écart maximum entre la valeur moyenne et chacune des mesures (3.16).

$$\varepsilon_{moy} = MAX \{(\sigma_{-1n})_f - (\sigma_{-1n})_{T_i}, (\sigma_{-1n})_f - (\sigma_{-1n})_{T_{ch}}, (\sigma_{-1n})_f - (\sigma_{-1n})_{T_\alpha}\} \quad (3.16)$$

L'erreur sur la section efficace est donc la combinaison de l'erreur statistique ε_{stat} et de ε_{moy} , soit

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_{stat}^2 + \varepsilon_{moy}^2} \quad (3.17)$$

Nous avons accès à la mesure des distributions angulaires à l'entrée de SPEG (θ_{speg} et ϕ_{speg}) des fragments émis. Certaines de ces distributions apparaissent légèrement coupées à $\pm 2^\circ$ (figure 3.13), valeurs limites de l'acceptance en angle de SPEG. Nous remarquons que l'effet de cette coupure est moins marqué sur les distributions en angle ϕ à cause de la résolution beaucoup moins bonne associée à la mesure de cet angle. L'acceptance transverse du spectromètre n'est donc pas de 100 % pour les distributions les plus larges (voir figure 3.13). Il faut alors estimer cette efficacité de détection angulaire pour chaque noyau et corriger les sections efficaces mesurées pour en déduire les sections efficaces réelles. Pour cela, nous ajustons une gaussienne sur ces distributions afin de déterminer le nombre d'événements perdus (figure 3.13).

Le pourcentage d'événements détectés ainsi déterminé est entaché d'une erreur systématique liée à la méthode que nous estimons à 5 %. L'erreur sur la section efficace ainsi corrigée ε_{cor} est donc donnée par la formule (3.18).

$$\varepsilon_{cor} = (\sigma_{-1n})_{cor} \left(\sqrt{\frac{0.05^2}{efficacite^2} + \frac{\varepsilon^2}{(\sigma_{-1n})_f^2}} \right) \quad (3.18)$$

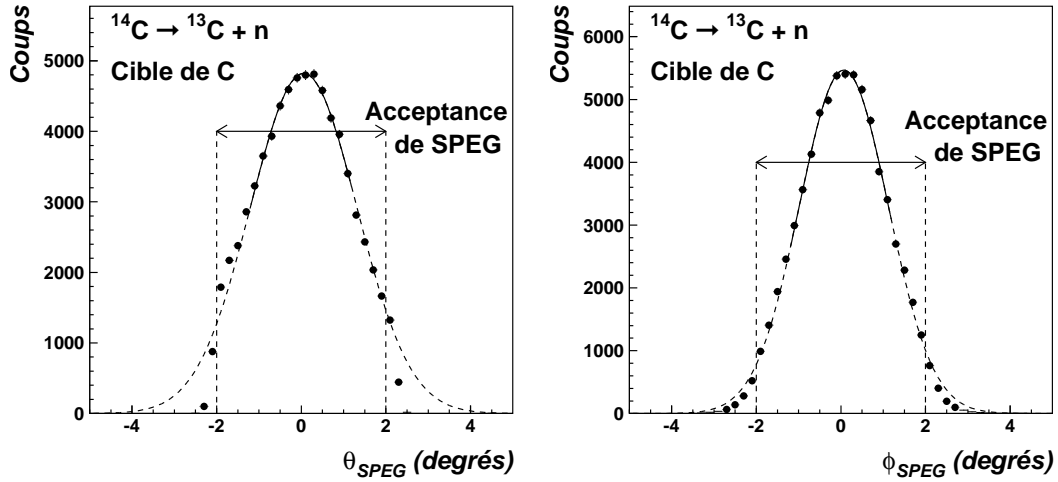


Figure 3.13: Distributions en angle à l'entrée de SPEG. La courbe correspond à un ajustement gaussien sur la partie centrale des distributions.

3.2 Résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous présenterons les différents résultats obtenus lors de cette expérience. Elle nous a permis d'obtenir une étude systématique des réactions de perte d'un neutron sur des noyaux riches en neutrons (figure 3.14), la plus grande partie de ces noyaux n'ayant jamais été étudiée par cette méthode. Cette mesure du moment du cœur nous renseigne sur le moment intrinsèque, dans le noyau incident, du neutron enlevé et donc, en quelque sorte, sur la structure du noyau étudié (voir paragraphe 1.2.2).

Dans un premier temps, nous montrerons les distributions en moment (parallèle et transverse) obtenues sur cible de carbone où il s'agit d'un mécanisme de réaction purement nucléaire. Nous comparerons quelques-uns de ces résultats avec ceux d'autres expériences. Nous parlerons ensuite des résultats obtenus avec une cible de tantale, cas où le mécanisme de dissociation coulombienne devient prédominant.

3.2.1 Distributions en moment sur cible de carbone

Lors de cette expérience nous avons mesuré les distributions en moment parallèle et transverse du cœur résultant d'une réaction de perte d'un neutron. Cette mesure a été faite pour un ensemble de 23 noyaux ($^{12-15}\text{B}$, $^{14-18}\text{C}$, $^{17-21}\text{N}$, $^{19-23}\text{O}$, $^{22-25}\text{F}$), d'énergie comprise entre 43 et 71 MeV/nucléon (voir annexe C), sur une cible de carbone.

Dans cette partie, nous présenterons donc les résultats obtenus sur ces distributions en moment parallèle puis ceux concernant les distributions en moment transverse. Par la suite, nous nous intéresserons plus longuement à l'interprétation de ces distributions en moment parallèle car elles véhiculent une information plus claire

sur la structure du noyau et sont moins sensibles aux effets dus au mécanisme de réaction que les distributions en moment transverse.

3.2.1.1 Moment parallèle

La figure 3.14 regroupe l'ensemble des distributions en moment parallèle mesurées pour les 23 noyaux. Dans chaque case correspondant à un noyau figure la distribution en moment du cœur mesurée pour ce noyau (par exemple dans la case du ^{15}C est représentée la distribution en moment du cœur de ^{14}C). L'échelle en moment de ces distributions est la même (700 MeV/c) afin de permettre une comparaison visuelle de leurs largeurs respectives. La courbe superposée aux distributions correspond à un simple ajustement gaussien sur ces distributions, utilisé pour en déterminer la largeur à mi-hauteur (voir paragraphe 3.1.3.2). Les valeurs numériques des largeurs ainsi mesurées pour ces distributions en moment sont regroupées dans le tableau 4.1 et dans l'annexe C.

Il est intéressant de noter l'élargissement de ces distributions en fonction de l'isospin pour chaque série d'isotopes étudiés ainsi que l'élargissement général des distributions lorsque la masse du noyau augmente (figure 3.17). Nous remarquons aussi des "effets intéressants" dans cette évolution : les distributions associées au ^{14}B et ^{15}C sont plus étroites que celles des noyaux voisins. Concernant ces noyaux particuliers, nos résultats sont similaires à ceux obtenus par d'autres expériences. Une comparaison plus détaillée avec les résultats obtenus par ces autres expériences sera présentée par la suite (voir paragraphe 3.2.1.4).

Mais nous constatons également l'étroitesse particulière des distributions associées au ^{23}O et $^{24-25}\text{F}$, comparées à celles de leurs voisins, respectivement ^{22}O et ^{23}F . Cette rupture dans l'évolution des largeurs (figure 3.17) se situe au voisinage d'un changement de couche pour le neutron de valence de ces noyaux, d'une orbitale $1d_{5/2}$ à une orbitale $2s_{1/2}$, si nous considérons un modèle en couche simple à particules indépendantes. Il semble donc y avoir un effet de la structure du noyau incident sur la largeur des distributions en moment observées, cette largeur étant liée à l'extension spatiale de la fonction d'onde du neutron enlevé (voir paragraphe 4.3.1).

Nous remarquons également une traîne présente sur de nombreuses distributions (^{17}N , $^{19-20}\text{O}$ entre autres), correspondant à des événements ayant une vitesse inférieure à la vitesse faisceau. Cette traîne est d'autant plus importante que le noyau est proche de la vallée de stabilité. Un tel effet a déjà été observé lors d'études de fragmentation de faisceaux stables, sur les distributions en moment des fragments [Mou81]. Il a alors été attribué à des interactions plus violentes (paramètre d'impact plus petit) entre le fragment et la cible, celui-ci perdant alors de l'énergie. Une discussion plus détaillée concernant ces traînes fera l'objet de la partie 4.5.

3.2.1.2 Moment transverse

Par la mesure de l'angle de diffusion (voir paragraphe 3.1.2.3), nous avons également accès à la composante transverse p_x du moment du cœur. Il est alors possible de

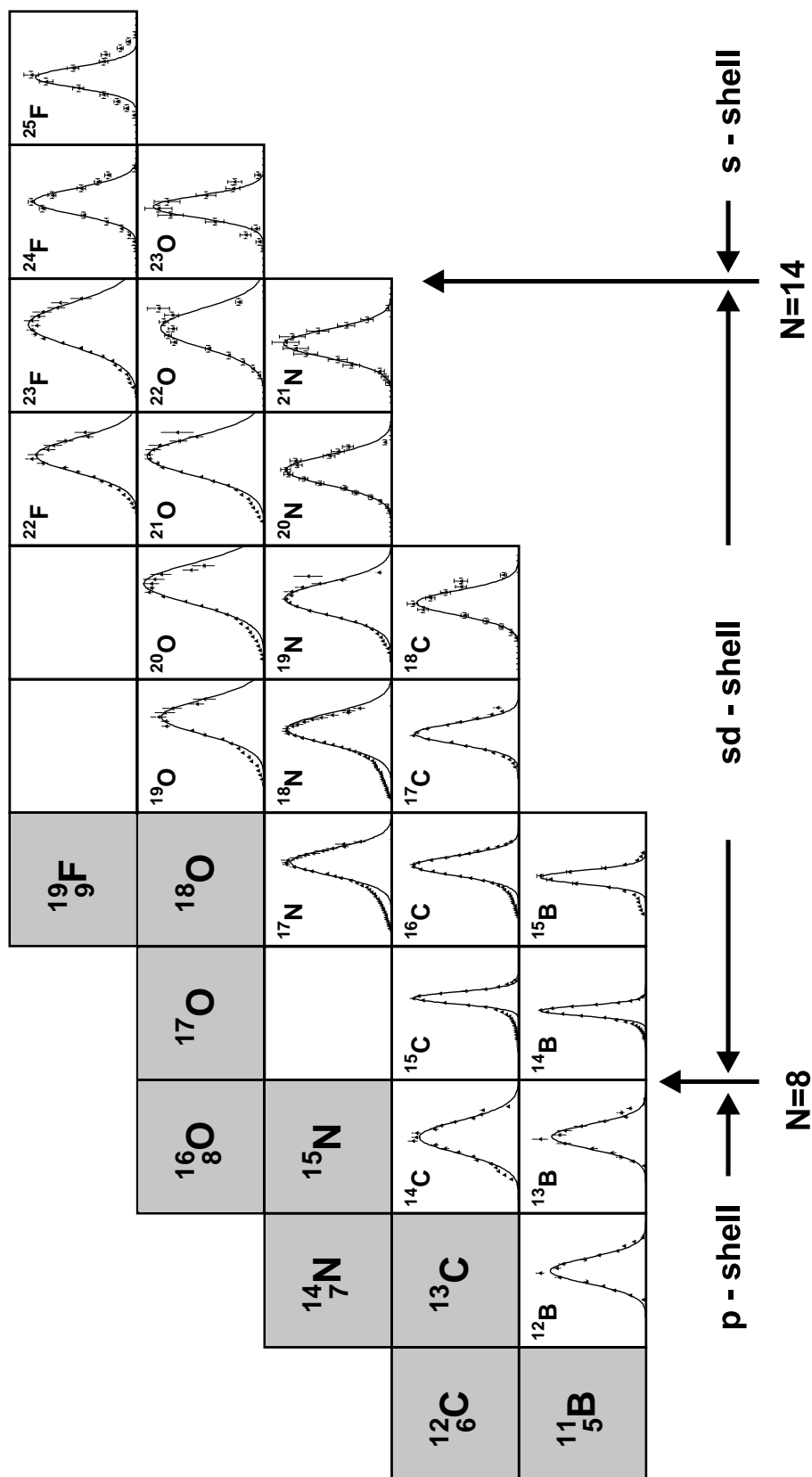


Figure 3.14: Distributions en moment parallèle du cœur (projectile moins un neutron) mesurées sur cible de carbone (dans la case de chaque projectile ^AZ est représentée la distribution en moment du cœur ^{A-1}Z). Les courbes représentées correspondent à un ajustement gaussien utilisé pour déterminer la largeur des distributions.

réaliser la même étude systématique que celle menée sur les distributions en moment parallèle (figure 3.15). Les largeurs à mi-hauteur ($FWHM_{p_x}$) des différentes distributions en moment transverse sont regroupées dans le tableau 4.1 et dans l'annexe C.

Ces distributions sont complètes ou, pour certaines, très légèrement coupées aux extrémités (-200, 200 MeV/c), ce qui montre que l'acceptance transverse de SPEG est suffisante pour nous permettre de détecter la quasi totalité des produits de réaction. La statistique de ces distributions transverses est moins importante que celle des distributions parallèles car, dans ce cas, il faut mesurer l'angle incident du projectile pour en corriger son angle de diffusion. L'efficacité de détection des petites chambres à dérive placées dans le faisceau incident entre donc en jeu.

Ces distributions sont systématiquement plus larges que celles en moment parallèle (figure 3.16) et nous retrouvons les mêmes variations de largeurs que pour les distributions en moment parallèle. Cet élargissement peut correspondre à la diffusion du cœur par la cible et cette diffusion, même faible sur cible légère, est visible sur p_x alors qu'elle modifie peu les distributions en moment parallèle (voir paragraphe 3.2.2).

Un tel effet d'élargissement des distributions transverses a également été constaté pour les distributions en moment des résidus de fragmentation [Bib79, Kid88, Sil77]. Van Bibber *et al.* [Bib79] ont montré que cet élargissement était dû à la déflexion orbitale (coulombienne et nucléaire) du projectile, puis du fragment, par la cible.

Cette sensibilité très grande au mécanisme de réaction des distributions transverses [Orr97b] les rend plus difficiles à interpréter et l'information qu'elles peuvent véhiculer, concernant la structure du projectile, est plus compliquée à extraire. De plus, cet effet de déflexion est d'autant plus visible que la cible employée est lourde (comme nous le verrons sur nos données obtenues avec la cible de Ta, voir paragraphe 3.2.2). Dans ce cas, il s'agit d'une déflexion principalement coulombienne.

Parmi ces distributions transverses, nous remarquons également la forme particulière des distributions associées au ^{15}C et au ^{14}B . Elles sont étroites en haut et très larges en bas, et leur forme se rapproche plus d'une lorentzienne ou d'une superposition de deux gaussiennes. Les autres distributions, en revanche, sont très bien reproduites à l'aide d'une seule gaussienne.

3.2.1.3 Sections efficaces

La figure 3.17 résume l'ensemble des sections efficaces de perte d'un neutron σ_{-1n} sur cible de carbone pour les différents noyaux étudiés (les valeurs numériques sont données en annexe C). Nous observons une très bonne corrélation entre la largeur des distributions en moment et la section efficace : à une distribution étroite correspond une section efficace grande (figure 3.17).

3.2.1.4 Isotopes de bore et de carbone

Les isotopes de carbone et le ^{14}B ont déjà été étudiés par réaction de perte d'un neutron dans d'autres expériences.

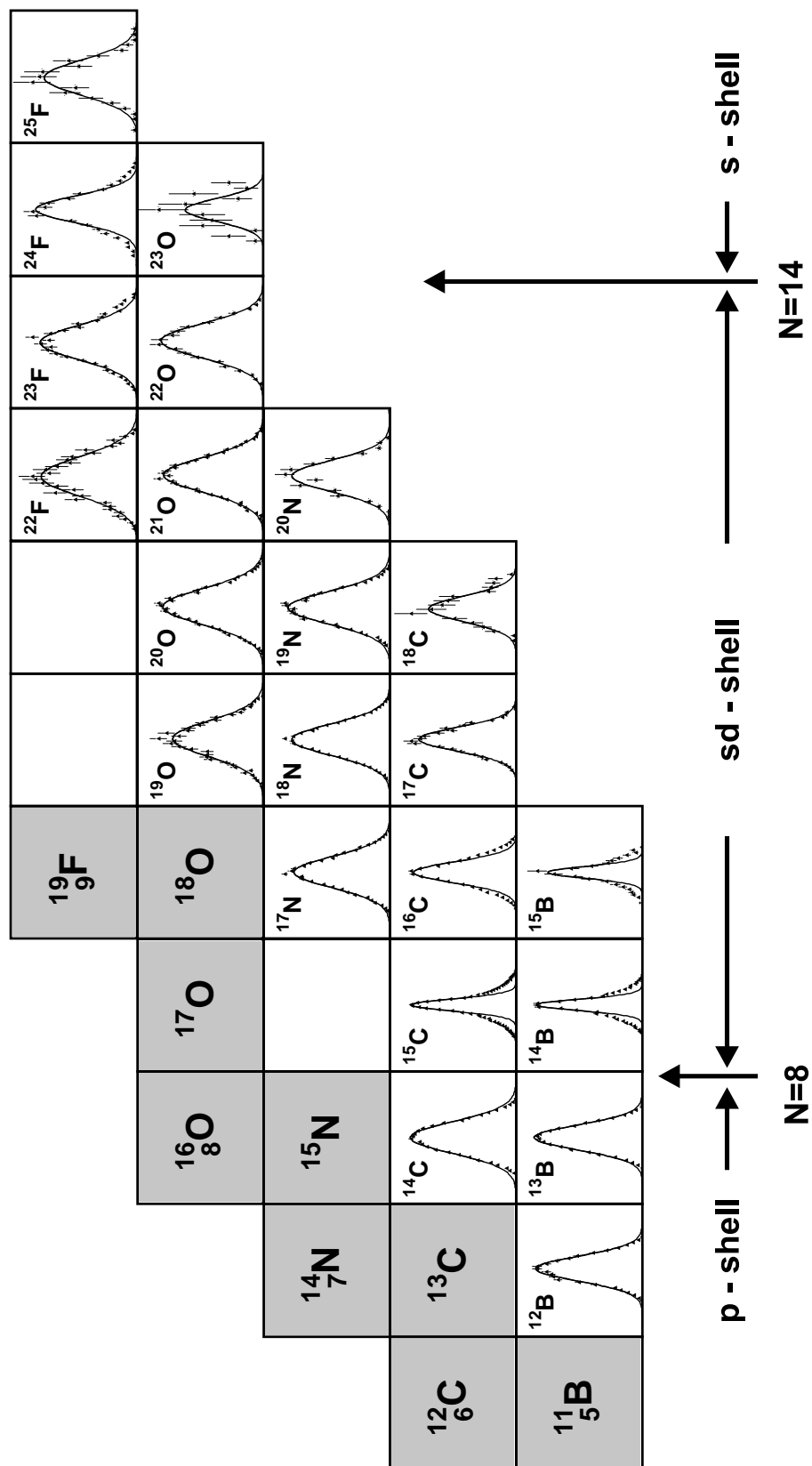


Figure 3.15: Distributions en moment transverse mesurées sur cible de carbone. Les courbes représentées correspondent à un ajustement gaussien utilisé pour déterminer la largeur des distributions.

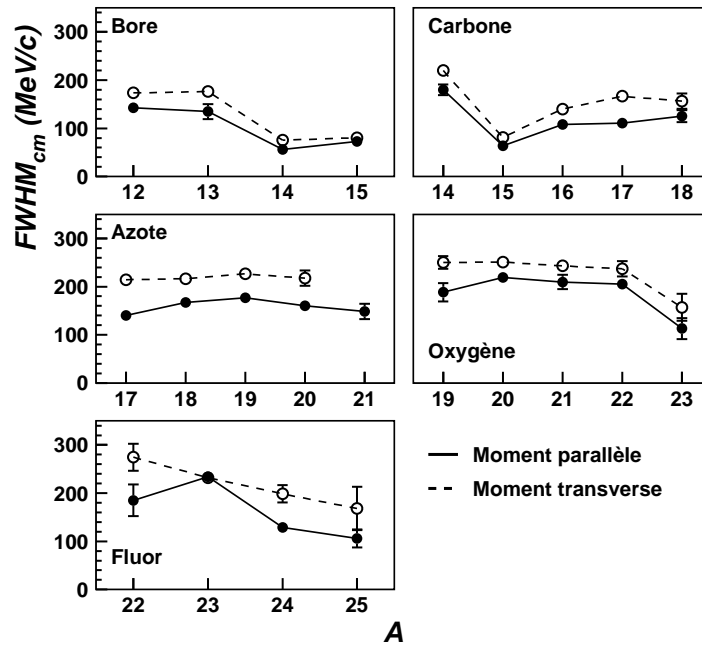


Figure 3.16: Comparaison des largeurs des distributions en moment parallèle et transverse mesurées sur cible de C (les barres d'erreur inférieures à la taille des symboles ne sont pas représentées).

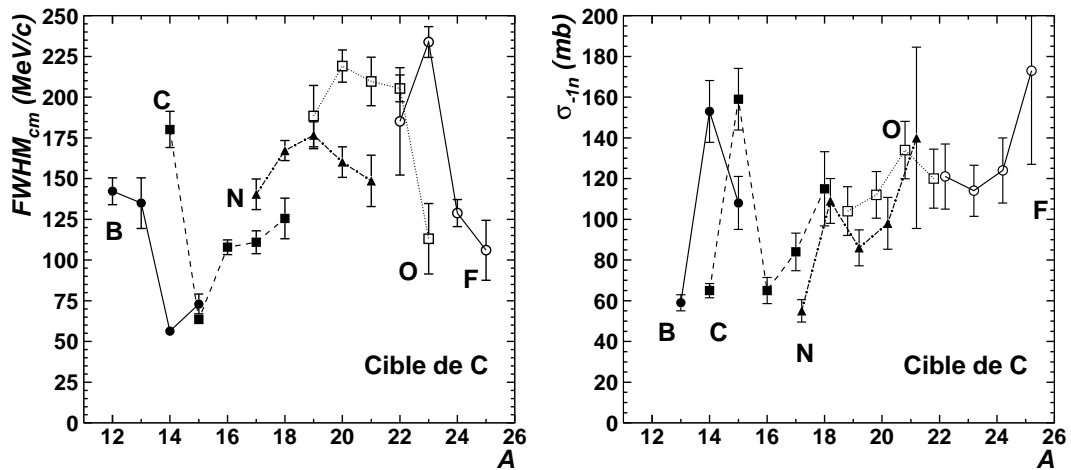


Figure 3.17: Largeurs des distributions en moment parallèle et section efficace σ_{1n} (cible de C).

A MSU, D. Bazin *et al.* [Baz95, Baz98] ont effectué ces mesures sur les noyaux de ^{14}B et $^{15,17,18,19}\text{C}$ à une énergie équivalente (~ 85 MeV/nucléon), sur cible de ^9Be . Baumann *et al.* [Bau98b] ont refait ces mesures sur les noyaux de $^{17,19}\text{C}$ à plus haute énergie (910 MeV/nucléon), sur cible de ^{12}C .

La figure 3.18 compare nos résultats à ceux obtenus à MSU et à GSI. Nos résultats concernant les largeurs à mi-hauteur des distributions en moment parallèle sont en bon accord avec ceux de MSU pour le ^{14}B et ^{15}C . En ce qui concerne le ^{17}C , nous obtenons une largeur intermédiaire entre les deux résultats différents de MSU et de GSI.

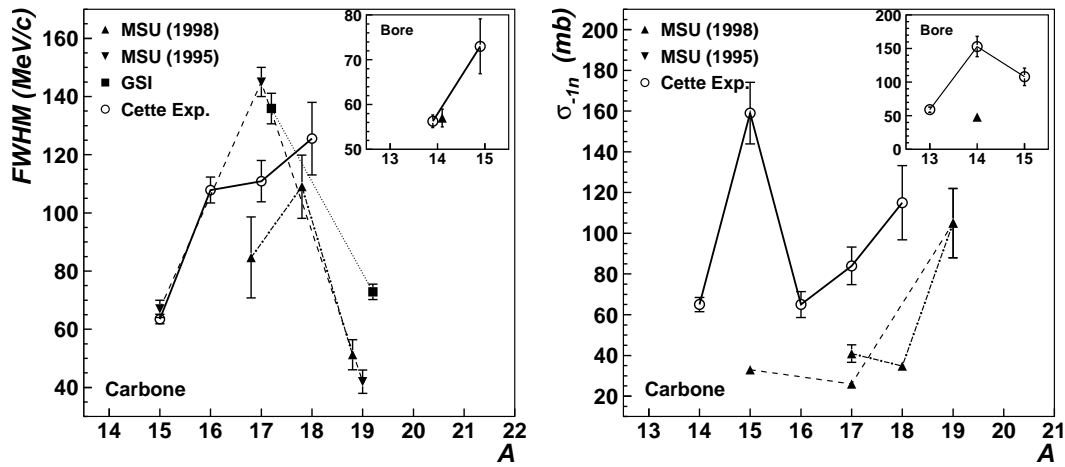


Figure 3.18: Largeurs et sections efficaces pour les isotopes de B et de C obtenues par plusieurs expériences.

En revanche, les sections efficaces mesurées diffèrent très fortement de celles obtenues à MSU. Ces différences importantes peuvent s'expliquer par la faible acceptance du spectromètre A1200 utilisé à MSU pour ces mesures. Une grande partie des événements ne serait pas détectée dans ce cas, d'où une mauvaise estimation (plus faible) de la section efficace [Gui00]. Par contre la section efficace de 129 ± 22 mb mesurée pour la dissociation du ^{17}C à GSI [Bau99] semble plus en accord avec notre valeur de 84 ± 9 mb, bien que l'énergie incidente différente utilisée rende la comparaison plus difficile.

De nouvelles mesures [Gui00, Han00] concernant ces noyaux ont été réalisées récemment auprès du nouveau spectromètre S800 à MSU, qui possède une acceptance angulaire beaucoup plus grande ($\pm 3.5^\circ$ en θ et $\pm 5^\circ$ en ϕ). Pour le ^{14}B , Guimarães *et al.* [Gui00] ont mesuré une distribution de largeur à mi-hauteur de 55 ± 2 MeV/c, en parfait accord avec notre propre valeur de 56.3 ± 0.5 MeV/c. La section efficace totale mesurée est de 175 ± 26 mb et est également en accord avec notre mesure de 153 ± 15 mb.

3.2.2 Résultats sur cible de Ta

Lors de cette expérience, deux cibles différentes ont été utilisées : une cible légère de carbone et une cible lourde de tantale. Ceci nous a permis d'étudier l'influence de la cible sur le mécanisme de réaction, dissociation principalement nucléaire sur cible légère et dissociations coulombienne et nucléaire mélangées sur cible lourde.

Les distributions en moment parallèle mesurées pour les deux cibles sont les mêmes (forme semblable et même largeur, figure 3.19 et 3.20). Ce résultat semble confirmer de précédentes observations de la très faible influence de la cible utilisée [Kel95, Orr97b] et donc du mécanisme de réaction sur l'observable moment parallèle.

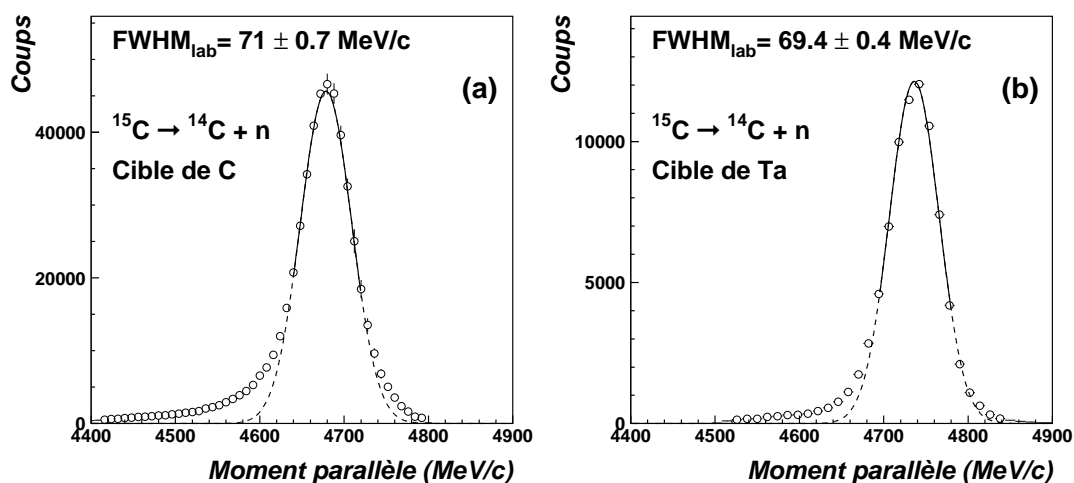


Figure 3.19: Distributions en moment parallèle du cœur obtenues pour le ^{15}C sur cible de C (a) et de Ta (b).

Les distributions en moment transverse sont, elles, très différentes (figure 3.22). Sur cible de Ta, l'élargissement des distributions, déjà constaté sur cible de C, est ici très important. Cet élargissement est dû principalement à la diffusion coulombienne du cœur par la cible. De fait, l'acceptance de SPEG ne nous permet de mesurer qu'une faible partie de la distribution transverse (figure 3.23). Ainsi, une grande part des événements perdus sans une connaissance a priori de la forme des distributions transverses. Il nous est donc impossible d'obtenir les sections efficaces de perte d'un neutron pour ces mesures effectuées avec la cible de Ta. Il faut aussi noter que les distributions en moment transverse obtenues sur la cible de Ta ne sont pas corrigées de l'angle incident du projectile. En effet, les petites chambres à dérives servant à mesurer cet angle ne fonctionnaient pas durant cette partie de l'expérience. Les distributions mesurées s'en trouvent donc un peu élargies.

Sur les figures 3.19 (a) et (b) nous remarquons que la traîne à basse énergie présente sur ces distributions est moins importante avec la cible de Ta. Dans ce cas, le mécanisme coulombien (à grand paramètre d'impact) étant prédominant, le

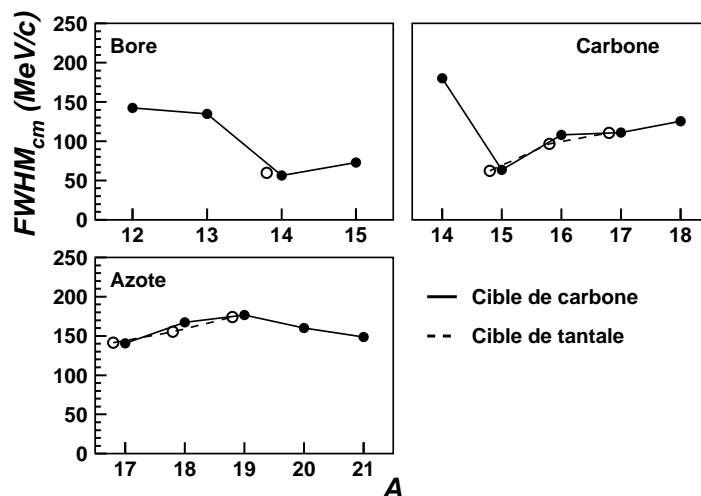


Figure 3.20: Comparaison des largeurs des distributions en moment parallèle mesurées avec une cible de C et de Ta. Pour les isotopes de bore, seul le ^{14}B a pu être étudié avec la cible de Ta et le point est confondu avec celui correspondant à la cible de C. Les barres d'erreur sont inférieures à la taille des symboles.

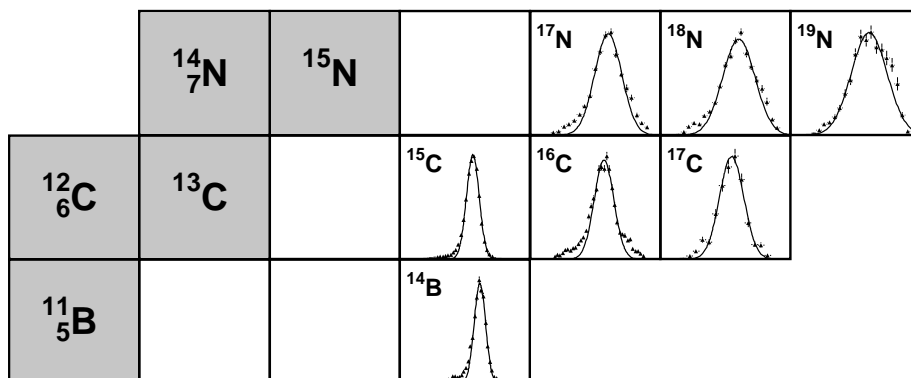


Figure 3.21: Distributions en moment parallèle mesurées sur cible de tantale. La courbe correspond à un ajustement gaussien de la partie centrale des distributions.

phénomène de friction d'origine nucléaire entre la cible et le cœur, associé à cette traîne, serait moins important.

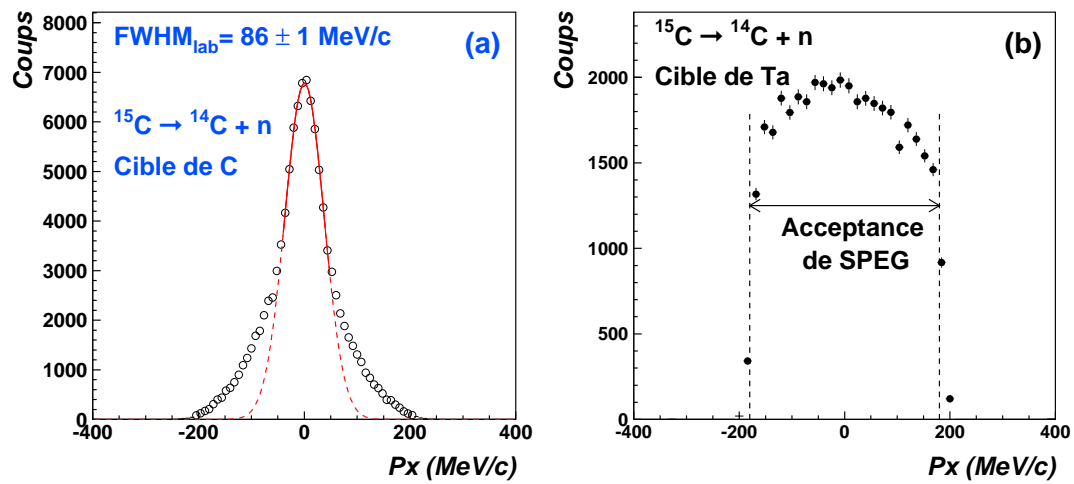


Figure 3.22: Distributions en moment transverse obtenues pour le ^{15}C sur cible de C (a) et de Ta (b).

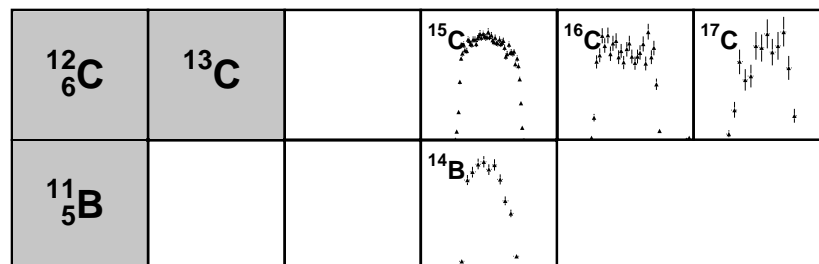


Figure 3.23: Distributions en moment transverse mesurées sur cible de tantale.

Chapitre 4

Exploitation des données : les mécanismes de perte d'un neutron

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les données expérimentales obtenues concernant l'étude des réactions de perte d'un neutron. Nous allons maintenant les utiliser dans ce chapitre afin de comprendre ce qu'elles nous apportent comme information sur la structure des noyaux (évolution en fonction de l'isospin) étudiés d'une part, et sur les mécanismes de réaction de perte d'un neutron d'autre part.

Dans ce but, notre analyse doit s'appuyer sur des modèles théoriques. La comparaison des prédictions de ces calculs théoriques aux résultats expérimentaux nous permettra alors de tester la validité des différentes approches et hypothèses. Nous avons réalisé une mesure complète comprenant l'étude de plusieurs noyaux de structure plus ou moins bien connue et, dans chaque cas, la mesure de diverses observables (p_{\parallel} , p_x , σ_{-1n}). Cette étude complète va donc nous permettre de contraindre fortement les différentes approches théoriques envisagées.

Les distributions en moment observées sont le résultat de trois effets convolués : **la structure du noyau** étudié, **l'effet du mécanisme de réaction** et enfin **l'effet du dispositif expérimental** sur la mesure. Ces trois effets doivent être pris en compte, et compris, pour expliquer les distributions observées.

Dans un premier temps, nous allons essayer de reproduire nos observables expérimentales avec un modèle très simple, issu de l'analyse des expériences de fragmentation avec des faisceaux stables (**modèle de Friedmann** [Fri83], partie 4.1). Mais, comme nous allons le voir, cette description est trop simpliste, en ce qui concerne à la fois la structure du projectile et le traitement du mécanisme de réaction.

Par la suite (partie 4.2), nous allons donc traiter **la structure des noyaux** étudiés de manière détaillée à partir de **calculs de type modèle en couche**. Suivant les travaux initiaux de Sagawa et Yazaki [Sag90] pour l'étude du ^{11}Be , la structure des noyaux sera introduite par l'intermédiaire de facteurs spectroscopiques en considérant le projectile comme un cœur couplé à un neutron de valence. La structure du projectile ainsi calculée, nous allons ensuite traiter les effets des différents mécanismes de perte d'un neutron. Sur cible légère, la dissociation est d'origine principalement nucléaire alors que sur une cible lourde, dissociation coulombienne

et nucléaire se trouvent mélangées.

Nous nous intéresserons tout d'abord au cas de la **cible de carbone**, plus simple et pour lequel nous avons de meilleures données. Pour commencer, nous présenterons un **modèle simple proposé par Hansen** [Han96] pour l'étude de la dissociation des noyaux à halo d'un neutron (^{11}Be et ^8B). Ce modèle permet de reproduire assez bien les différentes distributions en moment parallèle mesurées mais il sous estime les sections efficaces σ_{-1n} dans le cas de noyaux dont l'extension spatiale de la fonction d'onde est moins importante.

Pour comprendre nos sections efficaces expérimentales, nous avons développé un **modèle** plus élaboré **basé sur le principe introduit par Glauber** [Gla55] (partie 4.3.1). Ce modèle reproduit très bien les distributions en moment parallèle ainsi que les sections efficaces mesurées. Ceci nous a permis, par comparaison avec nos données, d'étudier l'information spectroscopique apportée par ces distributions en moment et d'attribuer des spin-parité aux noyaux les plus exotiques de cette étude.

Malheureusement, ce modèle dit de Glauber ne permet pas le calcul des distributions en moment transverse p_x également mesurées. Nous avons donc développé un second **modèle**, plus simple, **basé sur le principe de l'approximation soudaine** introduit par Hansen [Ann94] dans le but de comprendre ces distributions en moment transverse. Ce modèle reproduit également les distributions en moment parallèle et les sections efficaces.

Nous passerons ensuite dans la partie 4.3.4 à l'interprétation des résultats obtenus avec la **cible de Ta**. Pour ceci, nous avons besoin d'une description théorique du mécanisme de dissociation d'origine coulombienne. Nous présenterons donc un **modèle de dissociation coulombienne** permettant le calcul des différentes observables (distributions en moment, section efficace, énergie d'excitation) pour des fonctions d'onde s , p et d à partir de formules analytiques. Les résultats de ce modèle seront ensuite comparés à nos données.

Nous aurons alors traité la structure du projectile (partie 4.2), les différents mécanismes de réaction mis en jeu (parties 4.3.1-4.3.4). Il nous restera alors à étudier l'**influence possible du dispositif expérimental** sur les distributions en moment mesurées. Nous discuterons alors du problème posé par l'utilisation d'un spectromètre d'acceptance transverse limitée (partie 4.4).

Enfin, la dernière partie de ce chapitre concernera un effet observé expérimentalement mais qui ne peut être reproduit par les modèles précédemment présentés. Il s'agit des **traînes** observées à basse énergie sur certaines distributions en moment parallèle. Nous discuterons de leur origine possible et présenterons différentes pistes théoriques et expérimentales pouvant être utilisées pour mieux les comprendre.

4.1 Modèle de Friedmann

Ce modèle considère le fait que la partie R enlevée du projectile préexiste sous forme de cluster avant la fragmentation (ceci est particulièrement vrai si la partie

R est un neutron). Cette partie R est enlevé de la surface du projectile et il reste le fragment F qui est observé.

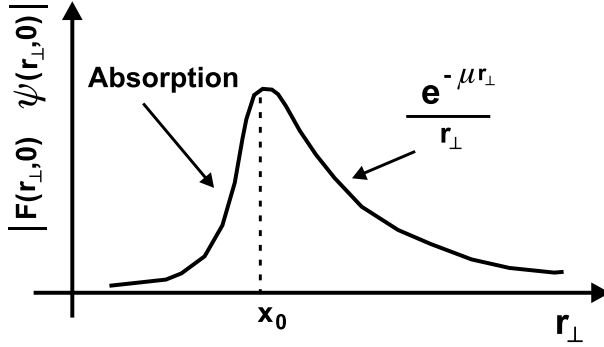


Figure 4.1: Figure schématique de $|F(\vec{r})\psi(\vec{r})|$ pour $z = 0$ en fonction de r_\perp , d'après [Fri83].

Le mouvement relatif du cluster R par rapport au fragment F à l'intérieur du projectile est décrit par une fonction d'onde radiale $\psi_{F-R}(r)$, qui, près de la surface du noyau, peut s'écrire (comportement asymptotique quand $r \rightarrow \infty$ de la fonction d'onde) :

$$\psi_{F-R}(r) = \frac{e^{-\alpha r}}{r} \quad (4.1)$$

où α vaut :

$$\alpha = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu E_s} \quad (4.2)$$

avec μ la masse réduite du système $F-R$, $\mu = A_F(A_P - A_F)/A_P$, et E_s son énergie de séparation.

La distribution en moment parallèle du fragment, déterminée comme la transformée de Fourier de la fonction d'onde du cluster $\psi_{F-R}(r)$, est une distribution gaussienne d'écart type σ donnée par :

$$\sigma^2 = \hbar^2 \frac{\alpha}{2x_0} \left(1 + \frac{1}{\alpha x_0} \right) \quad (4.3)$$

où $x_0 = 1.2 A_F^{1/3}$ est le rayon du fragment. Ce x_0 est équivalent à une coupure entre le cœur et la partie externe de la fonction d'onde. Seule la partie de la fonction d'onde à $r \geq x_0$ contribue à la distribution en moment du fragment. Dans ce modèle, la structure du projectile est donc traitée de manière très sommaire et la fonction d'onde du neutron enlevé est la même pour tous les projectiles. La largeur σ dépend uniquement de l'énergie de séparation E_s et de la masse A_F du cœur.

Nous avons appliqué ce modèle aux noyaux étudiés ici. Les largeurs des distributions en moment calculées sont ensuite comparées avec les largeurs expérimentales FWHM_{cm} , dans le centre de masse du projectile et corrigées des effets d'élargissement dus au dispositif expérimental (voir paragraphe 3.1.3.3). Cette comparaison est présentée dans la figure 4.2.

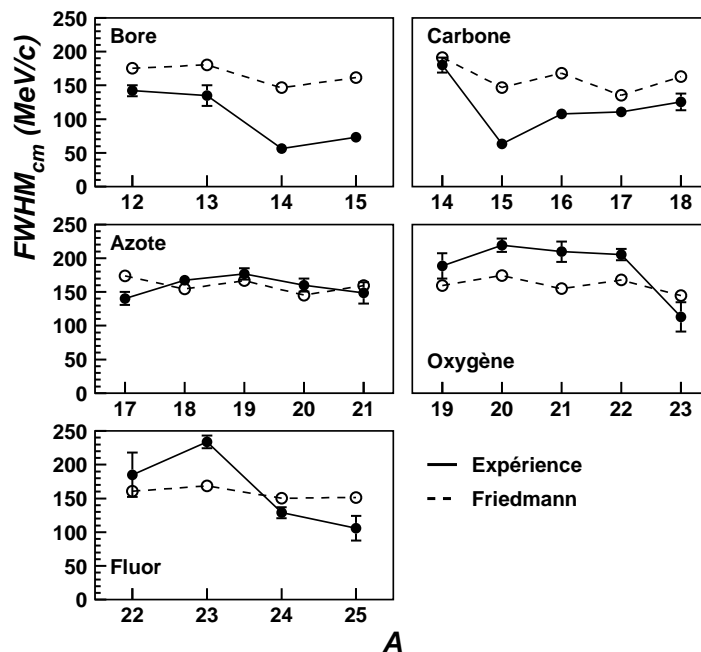


Figure 4.2: Comparaison des largeurs des distributions en moment parallèle mesurées (traits pleins) et calculées (poin-tillés) par le modèle de Friedmann (cible de C).

Nous constatons que les largeurs calculées ne sont pas en accord avec les largeurs expérimentales, spécialement pour les isotopes de carbone et de bore. Les largeurs données par le modèle de Friedmann sont alors surestimées, bien que cet écart se réduise pour les isotopes plus lourds (azote, oxygène, fluor). De plus, les variations de largeurs ne sont pas toujours bien reproduites. En effet, les variations de largeur calculées dans ce modèle sont dues uniquement aux variations d'énergie de séparation des noyaux. Ainsi, l'étroitesse particulière des distributions associées au ^{14}B , ^{15}C , et ^{23}O et $^{24,25}\text{F}$ n'est pas reproduite.

Les variations de largeur des distributions observées ne peuvent donc être expliquées uniquement par des variations d'énergie de séparation. Ceci est une indication de la nécessité de prendre en compte de manière réaliste la structure des noyaux et la fonction d'onde du neutron enlevé, si nous voulons reproduire ces variations de largeur. En outre, ce modèle ne nous permet pas de calculer des sections efficaces absolues de perte d'un neutron.

4.2 Structure des noyaux : modèle en couches

Des expériences récentes de perte d'un neutron, utilisant des détecteurs γ placés autour de la cible [Nav98, Aum00, Gui00] ont montré que les états excités intrin-

sèques du cœur peuvent intervenir dans la réaction. Le fait d'enlever un neutron peut laisser le cœur dans son état fondamental ou dans un état excité, qui décroît ensuite par émission γ . Le processus de réaction sélectionne donc différents états excités du cœur. Ces résultats sont une confirmation des modèles décrivant les noyaux à halo comme un cœur couplé à un neutron dans un état uni-particule de moment angulaire l et de spin j donnés [Rid98].

Le mécanisme de réaction peut être décrit par une approche à plusieurs corps et en utilisant une approximation soudaine en faisant quelques hypothèses simplificatrices : nous négligeons les couplages entre les différents états excités du cœur dans l'état final et nous supposons qu'il n'y a pas excitation dynamique du cœur pendant la réaction (modèle du cœur spectateur [Hus85]). Alors, sous ces deux hypothèses, la réaction ne peut peupler un certain état excité du cœur ϕ_c que si sa composante $\Phi_{IM}^c \equiv [\phi_c \otimes l_j]_{IM}$ dans l'état fondamental du projectile Φ_{IM} a un facteur spectroscopique $C^2S(c, nlj)$ non nul. $\langle \phi_c | \Phi_{IM} \rangle$ est alors remplacé par une fonction d'onde à un corps dépendant des seules coordonnées du neutron, de nombres quantiques n, l, j et de géométrie fixée (potentiel de type Woods-Saxon de paramètres r_0 et a), pondérée par un facteur spectroscopique $C^2S(c, nlj)$. Dans ce modèle simplifié, le cœur est considéré comme spectateur (c'est-à-dire que nous supposons qu'il n'y a aucune excitation dynamique du cœur) et la géométrie du système est gelée durant la réaction.

Les sections efficaces $\sigma_{sp}^c(l_j)$ et les distributions en moment sont ensuite calculées pour chaque configuration possible à l'aide d'un modèle de mécanisme de réaction, en considérant cette fonction d'onde à un corps. La section efficace de perte d'un neutron σ_{-1n}^{calc} totale est alors obtenue en sommant les différentes sections efficaces uni-particules $\sigma_{sp}^c(l_j)$, pondérées par leurs facteurs spectroscopiques associés :

$$\sigma_{-1n}(I_c^\pi) = \sum_{nlj} C^2S(c, nlj) \sigma_{sp}^c(l_j) \quad (4.4)$$

et

$$\sigma_{-1n}^{calc} = \sum \sigma_{-1n}(I_c^\pi) \quad (4.5)$$

Une telle décomposition de la section efficace totale en différentes contributions associées à chaque état excité du cœur, pondérées par le facteur spectroscopique correspondant, fut initialement introduite par Sagawa et Yazaki [Sag90] pour la description des distributions en moments mesurées dans la dissociation du ^{11}Be .

Toute l'information concernant la structure du projectile est donc contenue dans les facteurs spectroscopiques. L'influence du mécanisme de réaction intervient ensuite au niveau du calcul des sections efficaces uni-particules. Après avoir expliqué comment ont été calculés les facteurs spectroscopiques, nous développerons plusieurs modèles de réaction qui ont été appliqués successivement à nos données. En effet, l'intérêt d'une telle étude systématique réalisée sur 23 noyaux de structures différentes réside dans la possibilité de tester la validité de différents modèles de réaction.

Nous avons utilisé le programme OXBASH [Bro88] avec l'interaction WBP [War92a] pour calculer ces facteurs spectroscopiques. Nous avons également effectué les calculs avec l'interaction Millener-Kurath [Mil75] pour l'espace $p - sd$ (appelée

PSDMK dans OXBASH). Les résultats obtenus avec ces deux interactions diffèrent peu.

Tous les calculs concernant les différents noyaux ont été effectués dans l'espace $p - sd$, c'est-à-dire que les nucléons des couches $1p$, $1d$ et $2s$ sont considérés comme particules de valence et le cœur est un ^4He (les protons et les neutrons de ce cœur ne sont pas pris en compte et n'interviennent pas dans le calcul). Nous avons limité les excitations possibles à $2\hbar\omega$, pour des raisons de temps de calcul (la dénomination $1\hbar\omega$ correspond à l'excitation d'un nucléon d'une unité d'énergie de l'oscillateur harmonique, par exemple de la couche p à la couche sd). Avec l'interaction WBP, nous n'avons considéré que des excitations 0, 1 ou $2\hbar\omega$ pures, afin d'éviter les problèmes de décalage en énergie lorsque l'interaction composée WBP est utilisée avec des mélanges d'excitations $N\hbar\omega$ [War92b].

Dans le modèle cœur-neutron couplés, nous avons considéré tous les facteurs spectroscopiques des états excités liés donnant les plus importantes contributions. Pour chaque noyau, nous avons utilisé pour les calculs les valeurs expérimentales du spin-parité J^π et des énergies d'excitation, du fondamental et des premiers états excités, lorsque celles-ci étaient connues [AS82, AS86, AS87, End90]. Quand ces valeurs n'étaient pas déterminées expérimentalement, nous avons utilisé les prédictions données par nos calculs modèle en couches. Toutes ces valeurs, ainsi que les facteurs spectroscopiques calculés, sont rassemblées dans l'annexe D.

Nous avons choisi d'utiliser le modèle en couches pour déterminer les valeurs des facteurs spectroscopiques car il permet d'effectuer un calcul de ces facteurs pour une large gamme de noyaux avec une relative facilité. De plus, les résultats de récentes expériences montrent que ce modèle en couches fournit une bonne description de la structure des noyaux dans notre région d'intérêt. Ainsi, il reproduit bien les énergies des niveaux excités des noyaux les plus proches de la vallée de stabilité (par exemple pour l' ^{19}N et l' ^{21}O [Cat89]). Avec l'utilisation de l'interaction WBP [War92a], il permet en outre de reproduire l'inversion de parité dans le ^{11}Be [Sag93] et l'inversion des couches $2s_{1/2}$ et $1d_{5/2}$ observée expérimentalement dans le ^{14}B et le ^{15}C [AS86].

4.3 Mécanismes de perte d'un neutron

4.3.1 Modèle de Hansen

Pour rendre compte du mécanisme de réaction, nous allons maintenant utiliser le modèle développé par Hansen [Han96] (modèle très similaire à celui proposé par Esbensen [Esb96] pour le mécanisme d'absorption d'un nucléon) pour expliquer les distributions en moment parallèle du cœur observées lors de la dissociation des noyaux à halo d'un neutron (comme le ^{11}Be) sur une cible légère.

Ce modèle suppose que le rayon de la cible R_a soit très inférieur à celui de la fonction d'onde du nucléon enlevé (cas d'un halo et d'une cible légère, figure 4.3). Le passage de la cible laisse une perturbation dans la fonction d'onde du halo $\delta\psi_0$. Pour une zone de réaction avec un faible rayon R_a , $\delta\psi_0$ est équivalent à la valeur de la fonction d'onde le long de la trajectoire $\psi_0(b, 0, z)$, b étant le paramètre d'impact et ψ_0 la fonction d'onde réelle du neutron.

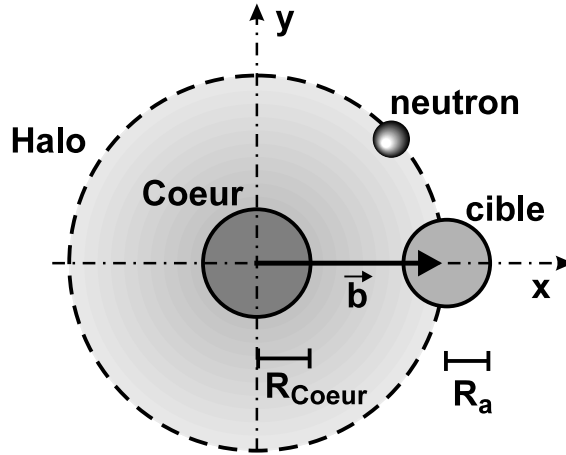


Figure 4.3: Principe du modèle de Hansen.

L'intégrale sur x et y donne un facteur πR_a^2 qui peut être interprété comme la section efficace nucléon libre sur cible. La contribution provenant de la dissociation diffractive est reliée de la même façon à la section efficace élastique nucléon-cible. Notons que sur cible légère, pour des noyaux peu liés comme les noyaux à halo, les sections efficaces d'absorption et de diffraction sont à peu près égales. La somme des deux est obtenue en remplaçant $2\pi R_a^2$ par la section efficace expérimentale totale σ_T nucléon-cible.

La distribution en moment intrinsèque du nucléon est le carré de la transformée de Fourier de sa fonction d'onde ψ_0 . Pour déterminer la distribution en moment mesurée, il faut donc construire la transformée de Wigner [Hüf81], notée $W(\vec{r}, \vec{k})$, de la partie sondée de la fonction d'onde, soit :

$$\frac{dW}{dk_z}(b, k_z) = \frac{\sigma_T}{2\pi} \left| \int dz e^{-ik_z z} \psi_0(b, 0, z) \right|^2 \quad (4.6)$$

La distribution en moment parallèle mesurée est alors donnée par intégration sur les paramètres d'impact accessibles au système :

$$\frac{d\sigma}{dk_z} = \int_{b_{min}}^{\infty} \int b db d\varphi \frac{dW}{dk_z}(b, k_z)$$

soit, en intégrant sur φ ,

$$\frac{d\sigma}{dk_z} = 2\pi \int_{b_{min}}^{\infty} b db \frac{dW}{dk_z}(b, k_z) \quad (4.7)$$

b_{min} est alors le paramètre d'impact minimum pour que le cœur survive et puisse être détecté.

Hansen [Han96] approxime la partie radiale de la fonction d'onde ψ_0 par une fonction de Hankel, qui est la solution exacte de l'équation de Schrödinger pour la partie externe de la fonction d'onde. Ceci lui permet d'obtenir une formule purement analytique pour la distribution en moment $d\sigma/dk_z$.

Afin d'effectuer des calculs plus précis, nous allons utiliser une fonction d'onde plus réaliste : la partie radiale de la fonction d'onde est déterminée à partir d'un potentiel de Woods-Saxon. La profondeur du potentiel est ajustée afin de reproduire l'énergie de séparation du neutron. La dépendance angulaire de la fonction d'onde est donnée par les harmoniques sphériques Y_{lm} . Toutes les intégrations sont ensuite effectuées numériquement.

La section efficace totale σ_T n- ^{12}C a été déterminée dans le cadre d'un modèle optique en utilisant le potentiel nucléon-noyau JLM [Jeu77] et une approximation de type eikonale. Ce calcul reproduit très bien les sections efficaces n- ^{12}C expérimentales dans la gamme d'énergie d'intérêt, 40-70 MeV/nucléon (figure 4.4).

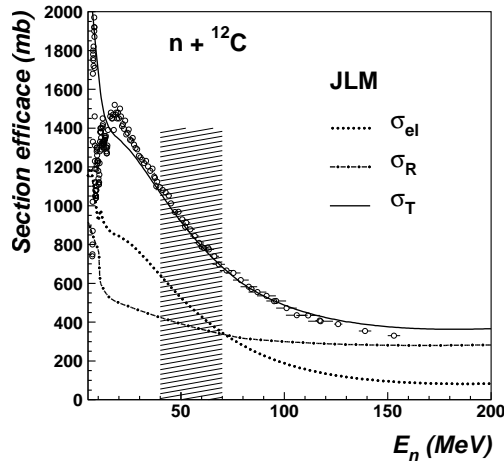


Figure 4.4: Section efficace totale σ_T n- ^{12}C expérimentale [htt] (points) et calculée (ligne continue, calcul : F. Carstou), utilisée pour le calcul des sections efficaces de perte d'un neutron dans le cadre du modèle de Hansen. La partie grisée correspond à la gamme d'énergie de notre expérience.

Avec ce modèle, nous calculons la distribution en moment parallèle $(d\sigma/dk_z)_j$ correspondant à un neutron dans une orbitale j , avec $j = 2s_{1/2}, 1d_{5/2}, 1d_{3/2}$.

Dans le cadre du modèle cœur-neutron couplés présenté dans la partie précédente, l'énergie de séparation effective du neutron est $E_s = S_n + E_{ex}$, avec S_n l'énergie de liaison du projectile et E_{ex} l'énergie d'excitation du cœur. Cette énergie de séparation est alors utilisée pour déterminer la profondeur du potentiel Woods-Saxon. La fonction d'onde considérée pour le neutron est un mélange de fonctions d'onde j déterminé par les facteurs spectroscopiques C^2S calculés dans la partie 4.2. La distribution en moment est donc donnée par la formule (4.8).

$$\frac{d\sigma}{dp_z} = \sum_j C^2 S_j \left(\frac{d\sigma}{dp_z} \right)_j \quad (4.8)$$

Nous avons effectué ces calculs pour les 23 noyaux étudiés. Les paramètres du modèle ont été fixés aux mêmes valeurs pour tous les noyaux, soit $b_{min} = R_{cœur} + R_{cible} = r_0(A_{cœur}^{1/3} + A_{cible}^{1/3})$ avec $r_0 = 1.05$ et $a = 0.5$. Les seules différences dans le calcul entre les noyaux sont donc introduites par les facteurs spectroscopiques C^2S et l'énergie de liaison S_n .

Les résultats concernant la forme des distributions obtenues sont présentés sur la figure 4.5. Les distributions calculées par ce modèle sont ensuite passées dans notre filtre expérimental afin de pouvoir comparer directement les données et les calculs. Sur cette figure, les distributions calculées ont été renormalisées à la hauteur des distributions expérimentales, de façon à pouvoir comparer leur forme et leur largeur, sans se préoccuper, pour l'instant, des sections efficaces absolues.

Nous pouvons constater l'excellent accord entre les distributions calculées et les distributions mesurées. Les variations de forme des distributions sont très bien reproduites. Dans le cadre de ce modèle, la faible largeur des distributions associées au $^{24,25}\text{F}$ et ^{23}O est très bien expliquée par la forte contribution $2s_{1/2}$ présente dans la fonction d'onde du neutron de valence, et ce malgré la grande énergie de séparation (4 à 6 MeV) du neutron de valence de ces noyaux. De même, les noyaux de ^{14}B et ^{15}C ayant une très faible énergie de liaison et la fonction d'onde du neutron de valence étant alors de caractère principalement $2s_{1/2}$, les distributions associées ont aussi une largeur très faible.

Les sections efficaces calculées sont présentées sur la figure 4.6. Nous constatons que l'accord est bon pour les noyaux ayant un caractère proche des noyaux à halo (^{14}B et ^{15}C). Pour les autres isotopes de bore et de carbone, les sections efficaces sont très légèrement sous-estimées. Par contre, les sections efficaces des isotopes plus lourds, possédant une énergie de liaison plus grande et une fonction d'onde à caractère principalement d (N, O et F) sont très largement sous-estimées, d'un facteur 2.5 ou 3.

Afin d'essayer de mieux comprendre ce désaccord du modèle concernant les noyaux plus liés, nous avons utilisé, non plus une coupure franche en paramètre d'impact à une valeur b_{min} , mais une coupure diffuse représentée par une fonction de type Woods-Saxon $F(b)$ avec un paramètre de diffusivité $a=0.5$,

$$F(b) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{b-b_{min}}{a}\right)}$$

La formule (4.7) devient alors :

$$\frac{d\sigma}{dk_z} = 2\pi \int_0^\infty b db F(b) \frac{dW}{dk_z}(b, k_z) \quad (4.9)$$

En appliquant cette formule, les sections efficaces calculées pour les isotopes de N, O et F sont plus élevées (figure 4.7), mais elles ne reproduisent toujours pas les sections efficaces expérimentales. Pour les noyaux avec une fonction d'onde plutôt s (^{14}B et ^{15}C), la différence entre les deux modèles est plus faible. En effet, l'influence de cette coupure diffuse $F(b)$ va être plus importante sur les fonctions d'onde d , plus confinées dans le cœur que les fonctions d'onde s .

Par contre, le fait d'avoir accès à des composantes de la fonction d'onde de faible r , correspondant à des moments plus élevés, élargit les distributions en moment calculées et l'accord avec les distributions expérimentales devient alors moins bon (figure 4.8).

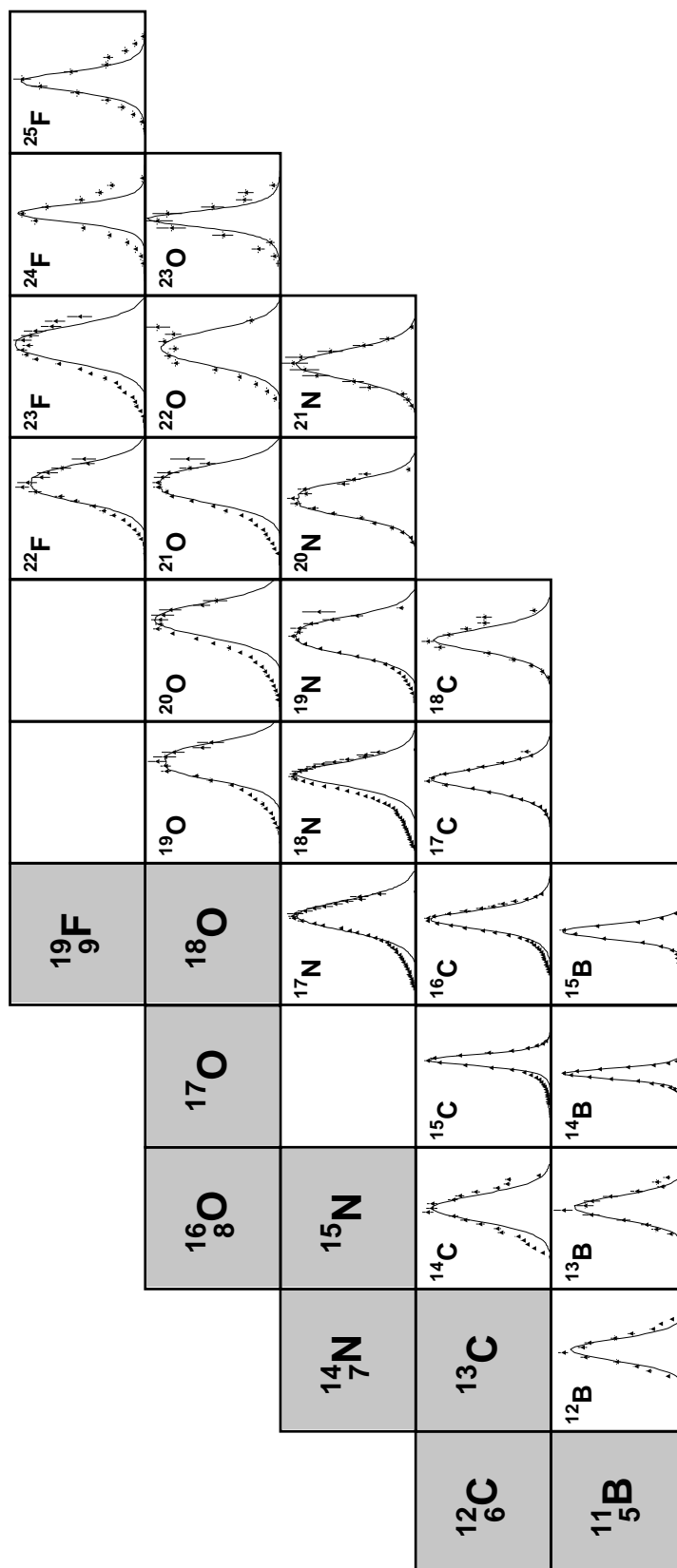


Figure 4.5: Distributions en moment parallèle du cœur (projectile -1 neutron) mesurées sur cible de C, comparées aux calculs effectués avec le modèle de Hansen (ligne). Les distributions calculées ont été renormalisées aux données.

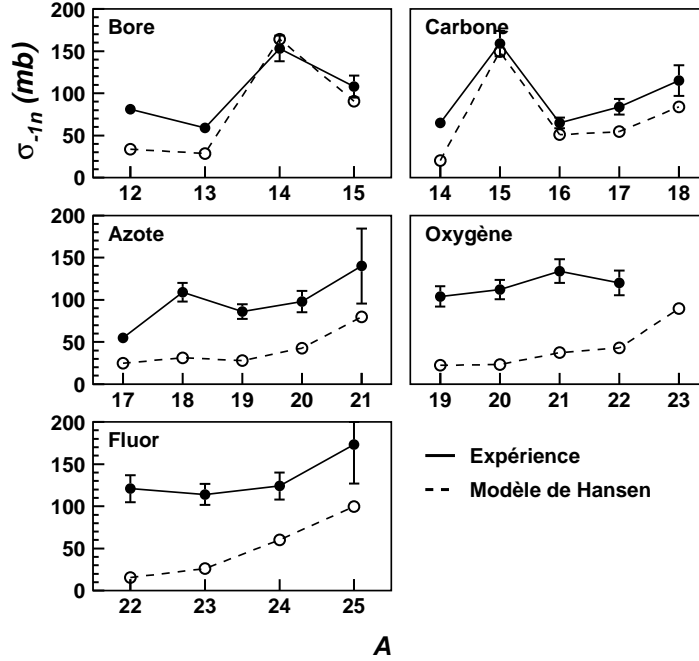


Figure 4.6: Sections efficaces de perte d'un neutron calculées dans le cadre du modèle de Hansen, pour la cible de C.

Des mesures de distributions en moment après perte d'un neutron ont déjà été réalisées, à haute énergie, pour deux noyaux stables : ^{12}C [Gre75, Kid88] et ^{16}O [Gre75]. Afin de compléter notre vision d'ensemble, nous pouvons comparer les prédictions du modèle de Hansen pour ces noyaux aux mesures expérimentales. En ce qui concerne le ^{12}C , Greiner *et al.* [Gre75] ont mesuré pour le ^{11}C une distribution de largeur 243 MeV/ c (à 2.1 GeV/nucléon, cette mesure est une moyenne sur plusieurs cibles de Be, CH_2 , C, Al, Cu, Ag et Pb). Kidd *et al.* ont eux mesuré une largeur de 146 ± 12 MeV/ c à 250 MeV/nucléon sur cible de C. La différence entre ces deux mesures peut s'expliquer par la moyenne sur différentes cibles faite dans l'expérience de Greiner *et al.*, qui n'est justifiable que si les distributions en moment sont vraiment indépendantes de la nature de la cible. La mesure de Kidd *et al.* est donc en ce sens plus fiable. La section efficace obtenue dans cette dernière expérience était de 56 ± 4 mb. Dans ce cas, si nous appliquons le modèle de Hansen en considérant un neutron dans une orbitale $1p_{3/2}$, nous obtenons une largeur de 162 MeV/ c , en bon accord avec la largeur expérimentale. Par contre, la section efficace prédite est de 0.8 mb, valeur en total désaccord avec la mesure de Kidd *et al.* Ici, le calcul a été fait à une énergie incidente de 200 MeV/nucléon (valeur maximum pour notre paramétrisation de la section efficace $n\text{-}^{12}\text{C}$) et l'extrapolation à 250 MeV/nucléon a été faite en considérant que cette section efficace $n\text{-}^{12}\text{C}$ ne variait pas entre 200 et 250 MeV/nucléon.

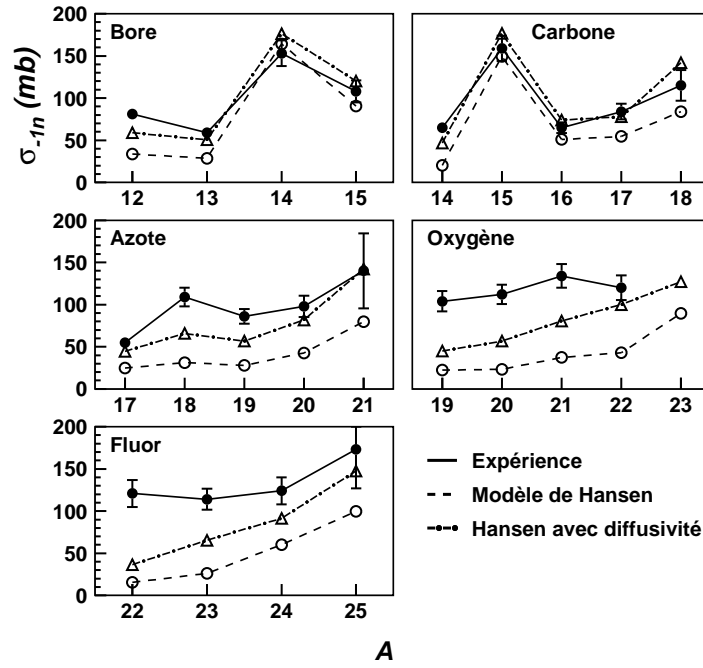


Figure 4.7: Sections efficaces de perte d'un neutron calculées dans le cadre du modèle de Hansen, en ajoutant une coupure diffuse en paramètre d'impact (cible de C).

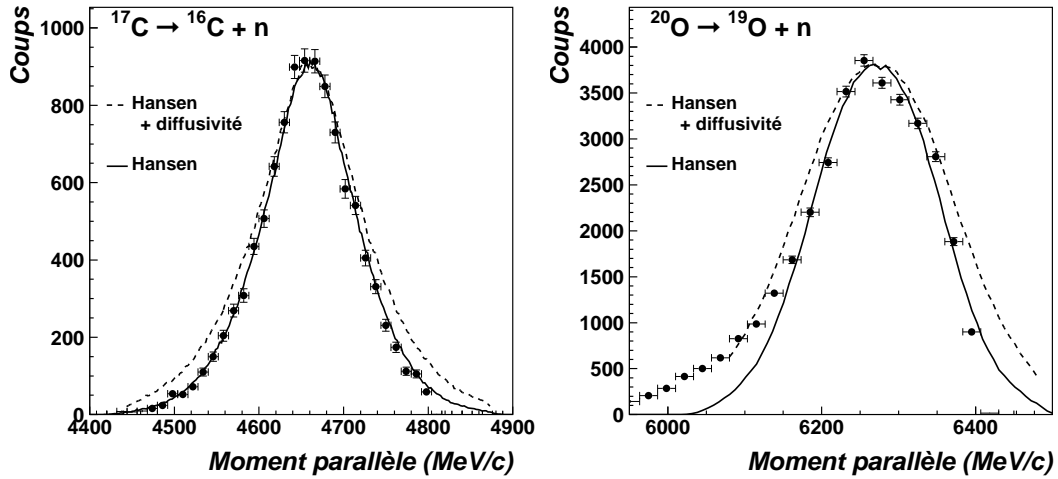


Figure 4.8: Distributions en moment parallèle calculées avec le modèle de Hansen avec une coupure diffuse (cible de C). Les distributions calculées ont été renormalisées aux données.

Pour l' ^{16}O , Greiner *et al.* [Gre75] rapportent une largeur de $221 \pm 7 \text{ MeV}/c$ et une section efficace de $42 \pm 2 \text{ mb}$ [Hüf81]. Le calcul (neutron dans une orbitale $1d_{5/2}$) nous donne une largeur de $210 \text{ MeV}/c$ et une section efficace de 0.8 mb . De même que pour le ^{12}C , si la largeur est bien reproduite par le modèle, la section efficace quant à elle est très fortement sous-estimée.

Ainsi, dans le cas d'orbitales d , ce modèle proposé par Hansen, ne parvient pas à reproduire les sections efficaces expérimentales. De même, si nous appliquons ce modèle avec une cible lourde de Ta pour calculer la section efficace de dissociation nucléaire, celle-ci est beaucoup trop faible ($\sim 1 \text{ mb}$). Ceci est dû au fait que, dans ces deux cas, l'hypothèse d'évaluer ponctuellement la fonction d'onde du neutron de valence uniquement au centre de la cible est une approximation trop drastique.

En conclusion, ce modèle reproduit bien la forme des distributions en moment mais l'hypothèse consistant à remplacer la cible par une interaction ponctuelle est trop restrictive pour le calcul des sections efficaces dans la majorité des cas et limite l'application de ce modèle aux seuls noyaux vraiment à halo (faible S_n et $l=0$) dont la fonction d'onde est très étendue. Pour le calcul des sections efficaces dans le cas de fonctions d'onde plus compactes, un modèle de type Glauber est plus adapté. En effet, les interactions neutron-cible et cœur-cible y sont mieux traitées, par l'intermédiaire de matrices S . C'est donc vers ce type de modèle que nous allons nous tourner dans la partie suivante.

4.3.2 Modèle de type Glauber

Dans cette partie, nous allons présenter un modèle de type Glauber basé sur le modèle du cœur spectateur [Hus85] et développé dans le but de rendre compte de manière plus réaliste du mécanisme de perte d'un neutron et d'expliquer à la fois les distributions en moment parallèle et les sections efficaces mesurées. Les principaux développements de ce modèle sont équivalents à ceux effectués par [Hen96, Neg99, Tos99a] mais plusieurs améliorations ont été apportées, notamment concernant le calcul des matrices S de l'interaction neutron-cible et cœur-cible. La théorie de ce modèle et le calcul des matrices S dans le cadre du modèle optique ont été réalisés par F. Carstoiu. Les différents programmes originaux à la base de ces calculs et la comparaison des résultats aux données ont été effectués en collaboration avec F. Carstoiu.

Dans un premier temps, nous expliquerons le formalisme de ce modèle et les détails des calculs puis, dans un deuxième temps, nous l'appliquerons à nos données.

4.3.2.1 Mécanisme de réaction

Considérons dans un premier temps la diffusion d'une particule sans structure : une onde plane $e^{iq_0 z}$ par le potentiel nucléaire U de la cible. La fonction d'onde diffusée s'écrit alors

$$\phi_f = S(b)e^{iq_0 z}$$

où $S(b)$ est la fonction de diffusion, ou encore matrice S , fonction du paramètre d'impact b . Elle est donnée par la formule

$$S(b) = e^{i\chi(b)}$$

$\chi(b)$ est le déphasage subi par l'onde plane. Il est calculé dans le cadre de l'approximation eikonale, c'est-à-dire, qu'à haute énergie nous pouvons supposer que les particules restent sur une trajectoire en ligne droite, classique, qui n'est pas modifiée lors de l'interaction avec la cible. $\chi(b)$ est alors l'intégrale longitudinale (selon z) du potentiel de la cible, soit :

$$\chi(b) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{+\infty}^{-\infty} dz U(\sqrt{b^2 + z^2})$$

avec v , la vitesse de la particule incidente.

Considérons maintenant une fonction d'onde incidente plus complexe

$$\Phi_i = e^{iq_0 z} \psi_0(r_1, r_2, \dots)$$

comme le produit du mouvement du centre de masse ($e^{iq_0 z}$) et de la fonction d'onde interne ψ_0 . Nous supposons que la position des particules ne change pas durant le temps de la collision et que chacune subit un déphasage lors de son interaction avec la cible. La fonction d'onde finale est alors

$$\Phi_f = S_1(b_1)S_2(b_2)\dots e^{iq_0 z} \psi_0(r_1, r_2, \dots)$$

Nous considérons ensuite un noyau incident à deux corps : le cœur et un neutron. Nous supposons que le cœur de ce noyau agit comme un spectateur dans la réaction considérée, c'est-à-dire qu'il ne subit aucune excitation dynamique et que nous négligerons d'éventuelles interactions dans l'état final (FSI). Nous devons donc considérer les deux matrices S , $S_n(\vec{b}_n)$ et $S_c(\vec{b}_c)$, correspondant respectivement à l'interaction du neutron et du cœur avec la cible.

Les sections efficaces d'interaction sont ensuite calculées par intégration sur les paramètres d'impact :

$$\sigma = 2\pi \int b db P(b)$$

$P(b)$ étant la probabilité d'interaction avec la cible. Cette probabilité d'interaction est calculée en prenant le recouvrement des fonctions d'onde initiales et finales.

Dans les cas qui nous concernent, où nous nous intéressons à la détection du cœur, cette interaction peut être une diffusion, élastique ou inélastique, ou une réaction d'absorption du neutron.

Dans le cas d'une diffusion inélastique, appelée encore diffraction, si nous supposons que le noyau incident ne possède qu'un seul état lié (son état fondamental), la réaction le laisse dans un état excité du continuum ce qui conduit donc à sa dissociation. Pour calculer la probabilité de diffraction P_{diff} , nous avons donc besoin de calculer a_k , l'amplitude pour peupler un état ψ_k du continuum qui est donnée par le recouvrement entre la fonction d'onde de diffusion ψ_{scat} et un état du continuum.

La fonction d'onde de diffusion ψ_{scat} est la différence entre la fonction d'onde finale $\psi_f = S_n S_c \phi_0$ et la fonction d'onde non perturbée, soit

$$\psi_{scat} = (S_n S_c - 1)\psi_0$$

l'amplitude a_k est alors donnée par la formule

$$a_k = \langle \psi_k | S_n S_c - 1 | \psi_0 \rangle$$

la probabilité de diffraction totale est alors obtenue par sommation sur tous les états du continuum

$$P_{diff}(b) = \sum_k |a_k|^2 = \langle \psi_0 | |S_n S_c - 1|^2 | \psi_0 \rangle - |\langle \psi_0 | S_n S_c - 1 | \psi_0 \rangle|^2$$

La section efficace d'absorption du neutron, ou encore "stripping", est calculée quant à elle à partir de la probabilité pour que le cœur survive ($|S_c|^2$) et que le neutron soit absorbé ($1 - |S_n|^2$), soit

$$P_{abs}(b) = \langle \phi_0 | |S_c|^2 (1 - |S_n|^2) | \phi_0 \rangle$$

Nous pouvons noter ici que l'opérateur d'absorption globale peut être décomposé comme suit :

$$1 - |S_c|^2 |S_n|^2 = |S_c|^2 (1 - |S_n|^2) + |S_n|^2 (1 - |S_c|^2) + (1 - |S_n|^2)(1 - |S_c|^2) \quad (4.10)$$

Le premier terme correspond à l'absorption du neutron, le second à l'absorption du cœur et le troisième à l'absorption simultanée du cœur et du neutron.

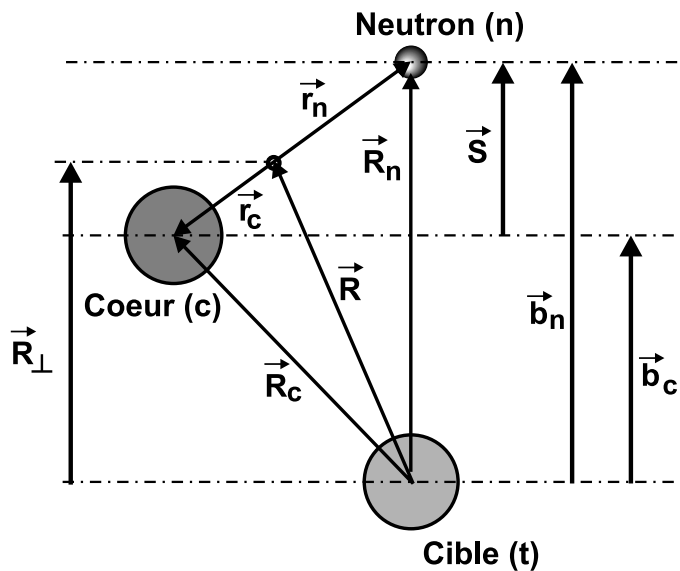


Figure 4.9: Système de coordonnées utilisé pour le calcul Glauber.

Les opérateurs de transition associés à l'absorption et à la diffraction ayant été introduits, nous pouvons passer maintenant au calcul des sections efficaces à partir

de ces opérateurs de transition. Le système de coordonnées utilisé pour le calcul est représenté sur la figure 4.9. Il est facile de voir sur cette figure que les paramètres d'impact pour le neutron et pour le cœur sont donnés par :

$$\vec{b}_n = \vec{b} + \frac{A_c}{A_c + 1} \vec{s} \quad (4.11)$$

$$\vec{b}_c = \vec{b} - \frac{1}{A_c + 1} \vec{s} \quad (4.12)$$

Si nous négligeons les effets de recul ($A_c \gg 1$)

$$\vec{b}_n = \vec{b} + \vec{s} + O\left(\frac{1}{A_c}\right) \quad (4.13)$$

$$\vec{b}_c = \vec{b} + O\left(\frac{1}{A_c}\right) \quad (4.14)$$

Comme les états excités du cœur ne sont pas couplés par l'interaction, le cœur joue un rôle de spectateur dans l'ensemble du calcul. Nous n'avons alors besoin que de considérer les degrés de liberté du neutron et nous pouvons donc remplacer la fonction d'onde précédente ψ_0 par la fonction d'onde uni-particule du neutron, soit ψ_{jm} . Soient S_c, S_n les matrices S (définies plus haut), dans une représentation en paramètre d'impact, de l'interaction du cœur et du neutron respectivement avec la cible. La section efficace d'absorption est donnée par

$$\sigma_{abs} = \frac{1}{\hat{j}^2} \int d\vec{b} \sum_k \sum_m |\langle \phi_k | \Omega_{abs} | \psi_{jm} \rangle|^2 \quad (4.15)$$

où ϕ_k sont les états de diffusion et $\Omega_{abs} = (1 - |S_n|^2) |S_c|^2$ est l'opérateur de transition pour l'absorption (absorption du neutron). Le neutron étant absorbé, seuls les états de diffusion restent accessibles au cœur ; la relation de fermeture dans ce cas est :

$$\sum_k |\phi_k\rangle \langle \phi_k| = 1 \quad (4.16)$$

Par combinaison de (4.15) et (4.16) nous obtenons

$$\sigma_{abs} = \frac{1}{\hat{j}^2} \sum_m \int d\vec{b} \int d\vec{r} (1 - |S_n(\vec{b} + \vec{s})|^2) |S_c(b)|^2 \rho_{mm}^j(\vec{r}) \quad (4.17)$$

où nous avons introduit la matrice densité

$$\rho_{m'm}^j(\vec{r}) = \langle \psi_{jm'} | \psi_{jm} \rangle_{spin} \quad (4.18)$$

$\langle \quad | \quad \rangle_{spin}$ indique une moyenne sur les coordonnées de spin. En utilisant l'algèbre des moments angulaires, nous avons

$$\rho_{m'm}^j(\vec{r}) = R_i^2(r) \frac{\hat{l}^2 \hat{j}}{\sqrt{4\pi}} \sum_{\lambda\mu} C_{000}^{l\lambda} W\left(jljl, \frac{1}{2}\lambda\right) (-)^{j-\frac{1}{2}} C_{m'\mu m}^{j\lambda j} Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) \quad (4.19)$$

avec la propriété

$$Tr(\rho) = \frac{1}{\hat{j}^2} \sum_m \rho_{m'm}^j \delta_{m'm} = R_l^2(r)/4\pi \equiv \rho_{val}(r) \quad (4.20)$$

avec $R_l(r)$, la partie radiale de la fonction d'onde. Il est également utile d'introduire la projection dans le plan perpendiculaire à z de cette matrice densité

$$\tilde{\rho}_{m'm}^j(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_{m'm}^j(\vec{r}) \quad (4.21)$$

$$\tilde{\rho}_{val}(s) = \sum_m \tilde{\rho}_{mm}^j(s) \quad (4.22)$$

ce qui conduit à la formule finale pour la section efficace d'absorption :

$$\sigma_{abs} = \int d\vec{b} d\vec{s} (1 - |S_n(\vec{b} + \vec{s})|^2) |S_c(b)|^2 \tilde{\rho}_{val}(s) \equiv \int d\vec{s} D_{abs}(s) \tilde{\rho}_{val}(s) \quad (4.23)$$

avec la définition qui apparaît évidente dans cette formule de la fonction de distorsion D_{abs} [Neg99]. Cette fonction contient en fait tous les effets de distorsion causés par le mécanisme de réaction sur la distribution en moment intrinsèque du neutron. Elle a une interprétation physique très intuitive : c'est la convolution de la probabilité qu'a le cœur de survivre et de la probabilité d'absorption du neutron, en analogie complète avec les travaux initiaux de Hüfner et Nemes [Hüf81].

En ce qui concerne la diffraction, nous avons une formule similaire à (4.15), excepté que l'opérateur de transition est remplacé dans ce cas par $\Omega_{diff} = S_c S_n - 1$. Nous devons encore une fois supposer un continuum sans structure et le traiter par l'intermédiaire des règles de somme. Nous devons aussi supposer que le système possède un seul état lié. Comme l'état de diffusion doit être orthogonal à l'état fondamental, la relation de fermeture est dans ce cas :

$$\sum_m |\psi_{jm}\rangle \langle \psi_{jm}| + \sum_k |\phi_k\rangle \langle \phi_k| = 1 \quad (4.24)$$

De plus, cette condition d'orthogonalité nous permet de remplacer le -1 dans la définition de l'opérateur de transition de diffraction par n'importe quelle fonction qui ne couple pas les coordonnées du neutron. Pour des raisons de convergence, la forme la plus pratique pour cet opérateur est $\Omega_{diff} = S_c S_n - S_c$. Avec ceci, la section efficace totale de diffraction est donnée par

$$\sigma_{diff} = \frac{1}{\hat{j}^2} \int d\vec{b} \left\{ \sum_m \langle \psi_{jm} | |\Omega_{diff}|^2 | \psi_{jm} \rangle - \sum_{m'm} |\langle \psi_{jm} | \Omega_{diff} | \psi_{jm'} \rangle|^2 \right\} \quad (4.25)$$

Cette formule montre que la section efficace de diffraction est donnée par la fluctuation de l'opérateur de transition dans l'état fondamental. En termes de matrice densité (4.19-4.22), la section efficace de diffraction nucléaire s'écrit :

$$\sigma_{diff} = \int d\vec{b} d\vec{s} |S_c(b)|^2 |1 - S_n(\vec{b} + \vec{s})|^2 \tilde{\rho}_{val}(s) - \frac{1}{\hat{j}^2} \sum_{m'm} \int d\vec{b} \left| \int d\vec{s} \Omega_{diff}(\vec{b}, \vec{s}) \tilde{\rho}_{m'm}^j(\vec{s}) \right|^2 \quad (4.26)$$

Le premier terme a une structure similaire à (4.23) et donne la contribution principale à la section efficace de diffraction. Le second terme est une petite correction provenant de la condition d'orthogonalité des états initiaux et finaux. Il est possible de simplifier ce terme de correction en observant qu'il est donné principalement par les éléments diagonaux de la matrice densité. En effet, considérons l'intégrale suivante :

$$I = \int d\vec{s} dz \Omega_{diff}(\vec{b}, \vec{s}) \rho_{m'm}^j(\vec{r}) \quad (4.27)$$

et développons la densité en multipôles

$$\rho_{m'm}^j(\vec{r}) = \sum_{\lambda\mu} \rho_{\lambda\mu}(r) P_{\lambda\mu}(\theta) e^{i\mu\phi} \quad (4.28)$$

avec $\cos\theta = z/r$ et $\phi = \phi(x, y)$. Maintenant, supposons que la dépendance de Ω_{diff} sur les angles de \vec{s} est faible et peut être négligée, il ne reste alors que

$$I = \sum_{\lambda\mu} \int s ds d\phi \Omega_{diff}(b, s) f_{\lambda\mu} e^{i\mu\phi} \sim \delta_{\mu 0} \quad (4.29)$$

Ainsi, la principale contribution de telles intégrales provient de multipôles avec $\mu = 0$ et seuls les éléments diagonaux de la matrice densité contribuent ($m' = m$, voir (4.19)).

La formule finale pour la section efficace de diffraction est alors :

$$\sigma_{diff} = \int d\vec{b} d\vec{s} |S_c(b)|^2 |1 - S_n(\vec{b} + \vec{s})|^2 \tilde{\rho}_{val}(s) - \frac{1}{\hat{j}^2} \sum_m \int d\vec{b} |S_c(b)|^2 \left| \int d\vec{s} (1 - S_n(\vec{b} + \vec{s})) \tilde{\rho}_{mm}^j(s) \right|^2 \quad (4.30)$$

Comme nous l'avons mentionné précédemment, le premier terme est dominant et peut être écrit sous la forme

$$\sigma_{diff}^{(1)} = \int d\vec{s} D_{diff}(s) \tilde{\rho}_{val}(s) \quad (4.31)$$

avec $D_{diff} \simeq D_{abs}$.

D'autres simplifications peuvent intervenir si nous observons que, pour des opérateurs de transition indépendants du spin, il est possible de négliger le spin intrinsèque du nucléon. Dans ce cas, le spin total j est remplacé par le moment angulaire l . Pour exemple, la matrice densité (4.19) devient alors

$$\rho_{m'm}^l(\vec{r}) = R_l^2(r) \sum_{\lambda\mu} \frac{\hat{l}^2}{\sqrt{4\pi\lambda}} C_{000}^{ll\lambda} C_{-m'm\mu}^{l\ l\ \lambda} Y_{\lambda\mu}(\hat{r}) \quad (4.32)$$

et les sections efficaces totales de diffraction et d'absorption deviennent

$$\sigma_{abs} = \int d\vec{b} d\vec{s} \left(1 - |S_n(\vec{b} + \vec{s})|^2\right) |S_c(b)|^2 \tilde{\rho}_{val}(s) \quad (4.33)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{diff} = & \int d\vec{b} d\vec{s} |S_c(b)|^2 \left|1 - S_n(\vec{b} + \vec{s})\right|^2 \tilde{\rho}_{val}(s) \\ & - \frac{1}{\hat{l}^2} \sum_m \int d\vec{b} |S_c(b)|^2 \left| \int d\vec{s} \left(1 - S_n(\vec{b} + \vec{s})\right) \tilde{\rho}_{mm}^l(s) \right|^2 \end{aligned} \quad (4.34)$$

Finalement, notons que la section efficace d'absorption est complètement équivalente à la section efficace correspondante obtenue par Hussein et Mc Voy [Hus85] dans le modèle du cœur spectateur.

4.3.2.2 Distributions en moment parallèle

Comme les interactions dans l'état final sont négligées, les états de diffusion sont considérés comme des ondes planes. L'élément de matrice de base est

$$\frac{dP}{d\vec{k}} = \frac{1}{(2\pi)^3 \hat{j}^2} \sum_{mm_s} \left| \langle e^{-i\vec{k}\vec{r}} \chi_{\frac{1}{2}m_s} | \Omega(\vec{b}, \vec{s}) | \psi_{jm}(\vec{r}, \sigma) \rangle \right|^2 \quad (4.35)$$

qui donne la probabilité de localisation dans l'espace des moments. La distribution en moment intrinsèque $W_0(\vec{k})$ est obtenue ici en prenant $\Omega \equiv 1$. Pour l'absorption et la diffraction, nous utilisons alors les opérateurs appropriés définis dans la partie précédente. Après un peu d'algèbre des moments angulaires, nous obtenons

$$\frac{dP}{d\vec{k}} = \frac{1}{(2\pi)^3 \hat{l}^2} \sum_{m_l} \left| \int d\vec{r} e^{i\vec{k}\vec{r}} \Omega(\vec{b}, \vec{s}) R_l(r) Y_{lm_l}(\hat{r}) \right|^2 \quad (4.36)$$

La distribution en moment parallèle k_z est obtenue par intégration sur les autres composantes (k_x et k_y). Afin d'obtenir des formules compactes, il est utile d'introduire la transformée de Wigner partielle de la fonction d'onde

$$w_m(\vec{s}, k_z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hat{l}^2}} \int dz e^{ik_z z} R_l(r) Y_{lm}(\hat{r}) \quad (4.37)$$

(\hat{r} fait référence aux coordonnées angulaires du vecteur \vec{r}) en fonction de laquelle la transformée de Wigner totale s'écrit

$$W(\vec{s}, k_z) = \sum_m |w_m(\vec{s}, k_z)|^2 \quad (4.38)$$

avec les propriétés suivantes :

$$\int dk_z W(\vec{s}, k_z) = \rho_{val}(s) \quad (4.39)$$

$$\int d\vec{s} dk_z W(\vec{s}, k_z) = 1 \quad (4.40)$$

$$\int d\vec{s} W(\vec{s}, k_z) = W_0(k_z) \quad (4.41)$$

A partir de ces définitions, la distribution en moment parallèle pour l'absorption s'écrit

$$\left(\frac{d\sigma}{dk_z} \right)_{abs} = \int d\vec{b} d\vec{s} \left(1 - |S_n(\vec{b} + \vec{s})|^2 \right) |S_c(b)|^2 W(\vec{s}, k_z) \equiv \int d\vec{s} D_{abs}(s) W(\vec{s}, k_z) \quad (4.42)$$

La distribution en moment parallèle pour la diffraction est un peu plus compliquée et inclut trois termes :

$$\left(\frac{d\sigma}{dk_z} \right)_{diff}^{(1)} = \int d\vec{b} d\vec{s} |S_c(b)|^2 |S_n(\vec{b} + \vec{s}) - 1|^2 W(\vec{s}, k_z) \quad (4.43)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{dk_z} \right)_{diff}^{(2)} &= \sum_{mm_1m_2} \int d\vec{b} |S_c(b)|^2 \int d\vec{s} w_{m_1}(\vec{s}, k_z) w_{m_2}^*(\vec{s}, k_z) \\ &\quad \int d\vec{s}_1 \tilde{\rho}_{m_1m}(s_1) \left(S_n(\vec{b} + \vec{s}_1) - 1 \right) \int d\vec{s}_2 \tilde{\rho}_{m_2m}^*(s_2) \left(S_n^*(\vec{b} + \vec{s}_2) - 1 \right) \end{aligned} \quad (4.44)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{dk_z} \right)_{diff}^{(3)} &= -2\Re \sum_{mm_1} \int d\vec{b} |S_c(b)|^2 \int d\vec{s}_1 \tilde{\rho}_{m_1m} \left(S_n^*(\vec{b} + \vec{s}_1) - 1 \right) \\ &\quad \int d\vec{s}_2 w_m(\vec{s}_2, k_z) w_{m_1}^*(\vec{s}_2, k_z) \left(S_n(\vec{b} + \vec{s}_2) - 1 \right) \end{aligned} \quad (4.45)$$

Avec une bonne approximation, nous pouvons utiliser encore une fois le fait que la contribution principale provient de la partie diagonale de la matrice densité. Dans ce cas, les seconds et troisièmes termes ci-dessus deviennent :

$$\left(\frac{d\sigma}{dk_z} \right)_{diff}^{(2)} = \sum_m \int d\vec{b} |S_c(b)|^2 \int d\vec{s} |w_m(\vec{s}, k_z)|^2 \left| \int d\vec{s}_1 \left(S_n(\vec{b} + \vec{s}_1) - 1 \right) \tilde{\rho}_{mm}(s_1) \right|^2 \quad (4.46)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{dk_z} \right)_{diff}^{(3)} &= -2\Re \sum_m \int d\vec{b} |S_c(b)|^2 \int d\vec{s}_1 \tilde{\rho}(s_1) \left(S_n^*(\vec{b} + \vec{s}_1) - 1 \right) \\ &\quad \int d\vec{s}_2 |w_m(\vec{s}_2, k_z)|^2 \left(S_n(\vec{b} + \vec{s}_2) - 1 \right) \end{aligned} \quad (4.47)$$

Il est alors facile de vérifier que l'intégration sur k_z conduit exactement aux sections intégrées de la partie précédente.

4.3.2.3 Calcul des matrices S

Il nous reste maintenant à effectuer le calcul des matrices $S_{c,n}$ qui contiennent la physique de l'interaction du cœur et du neutron enlevé avec la cible. Comme nous

l'avons dit précédemment, ces matrices S sont calculées dans le cadre de l'approximation eikonale, en utilisant un potentiel optique pour le calcul des déphasages. Le choix du potentiel optique va influencer de manière importante sur la physique de l'interaction et donc sur la forme de ces matrices S et sur les valeurs absolues des sections efficaces calculées [Tos99a].

Jusqu'à présent, le calcul de ces matrices S était basé sur la limite optique du modèle eikonal [Hen96, Neg99, Tos99a]. C'est-à-dire que les calculs sont faits au premier ordre eikonal et que le potentiel optique est obtenu par simple convolution avec une force déterminée par la section efficace nucléon-nucléon à l'énergie donnée [Al-96b]. Dans cette approche, les déphasages noyau-noyau sont entièrement déterminés par les collisions nucléon-nucléon dans le volume de recouvrement des densités. La dépendance en énergie est dictée par la section efficace nucléon-nucléon totale σ_{NN} . D'autres potentiels optiques phénoménologiques ont également été utilisés [Tos99a]. Cependant, la dissociation diffractive est sensible au pouvoir de réfraction du potentiel optique et ces effets ne sont bien contrôlés dans cette approximation.

Récemment, une approche plus fondamentale a été utilisée par Bonaccorso et Carstoiu [Bon00] (et également introduite dans [Tos99b]). Ils ont utilisé la matrice G d'interaction de Jeukenne, Lejeune et Mahaux (JLM) [Jeu77] qui est obtenue dans une approximation de Brueckner-Hartree-Fock du potentiel nucléon-nucléon de cœur mou de Reid. Cette interaction est complexe, dépend de la densité et de l'énergie, et donne simultanément les parties réelle et imaginaire du potentiel optique. Le calcul du potentiel optique à partir de cette interaction est décrit en détails dans les références [Bon00, Tra00]. C'est cette nouvelle approche plus fondamentale que nous allons utiliser ici pour le calcul des matrices S . Nous allons seulement en rappeler ici les grandes lignes.

Dans le cadre du modèle de convolution [Sat79], le potentiel optique s'obtient en convoluant une interaction N-N effective avec la distribution de matière des noyaux cibles et projectiles. Le potentiel de convolution s'exprime alors comme suit :

$$V_F(R) = \int dr_1 \int dr_2 \rho(r_1) \rho(r_2) v(r_{12} = R + r_2 - r_1) \quad (4.48)$$

où ρ_i sont les densités des deux noyaux et v est l'interaction effective N-N. Les deux ingrédients nécessaires au calcul de ce potentiel de convolution sont donc : l'interaction effective nucléon-nucléon et les distributions de densité des deux noyaux. L'interaction effective utilisée est celle de Jeukenne, Lejeune et Mahaux [Jeu77], en prenant en compte les améliorations récemment proposées par Bauge, Delaroche et Girod [Bau98a]. Le potentiel optique pour un nucléon d'énergie E traversant la matière de densité ρ s'écrit :

$$U_{NM}(\rho, E) = V_0(\rho, E) + \alpha \tau V_1(\rho, E) + i [W_0(\rho, E) + \alpha \tau W_1(\rho, E)] \quad (4.49)$$

où $\alpha = (\rho_n - \rho_p)/(\rho_n + \rho_p)$ et $\tau = \pm 1$ pour les neutrons et les protons respectivement. Ce potentiel comporte donc des composantes isoscalaires (V_0 et W_0) et isovectorielles (V_1 et W_1), que nous ne détaillerons pas. L'interaction effective nucléon-nucléon, dépendant de l'énergie et de la densité, est donc (pour la partie isoscalaire)

$$v_0(\rho, E) = [V_0(\rho, E) + iW_0(\rho, E)] / \rho \quad (4.50)$$

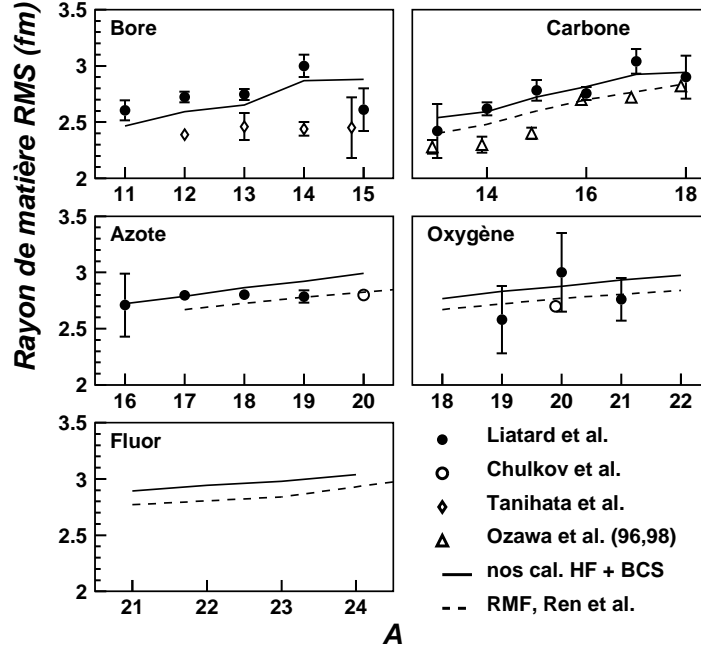


Figure 4.10: Rayons de matière RMS résultants de nos calculs de type Hartree-Fock + BCS des densités (ligne pleine), comparé avec les valeurs expérimentales de [Lia90] (points noirs), [Chu96] (cercles vides), [Tan88] (losanges vides) et [Oza96, Oza98] (triangles ouverts), et comparés également à des calculs en champ moyen relativiste (RMF, utilisant NL-SH) par Ren *et al.* [Ren95, Ren96a, Ren96b].

Les densités uni-particules nécessaires au calcul du potentiel optique ont été déterminées à l'aide d'un calcul de type Hartree-Fock + BCS sphérique en utilisant la fonctionnelle de densité de Beiner et Lombard [Bei74]. L'intensité du terme de surface de cette fonctionnelle a été ajustée pour reproduire l'énergie de liaison expérimentale de chaque noyau. La figure 4.10 représente les rayons carré moyens de matière déduits de ces calculs Hartree-Fock, pour les noyaux de notre expérience ainsi que leurs "cœurs". Nous constatons que ces rayons calculés sont en accord avec les valeurs expérimentales obtenues par Liatard *et al.* [Lia90]. Les valeurs obtenues à plus haute énergie par Tanihata *et al.* [Tan88], Chulkov *et al.* [Chu96] et Ozawa *et al.* [Oza96, Oza98] sont un peu inférieures. Les résultats de calculs en champ moyen relativiste (RMF) de Ren *et al.* [Ren95, Ren96a, Ren96b] apparaissent également sur la figure. Nous voyons que les valeurs données par ces calculs sont systématiquement inférieures aux nôtres, nos calculs semblant peut être en meilleur accord

avec les données de Liatard *et al.* [Lia90]. Cette comparaison avec d'autres calculs et diverses données expérimentales est un moyen de tester la validité de notre calcul Hartree-Fock concernant les distributions de densité.

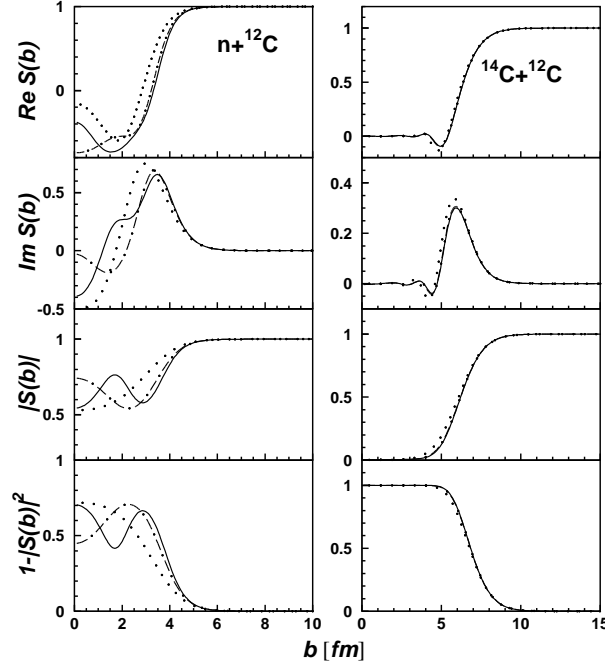


Figure 4.11: Matrices S et coefficients de transmission pour les interactions $n\text{-}^{12}\text{C}$ (gauche) et $^{14}\text{C}\text{-}^{12}\text{C}$ (droite) à 30 MeV/nucléon. Le calcul à l'ordre eikonal le plus bas est représenté par les points, avec la première correction non eikonale par les traits-points et avec la seconde correction par les lignes continues (calculs : F. Carstoiu).

Les potentiels optiques résultant sont ensuite renormalisés, dans un calcul eikonal incluant des corrections non eikonales jusqu'au second ordre, afin de reproduire la section efficace totale pour l'interaction d'un neutron libre avec la cible. Pour les potentiels cœur-cible, les constantes de renormalisation ont été tirées de [Tra00]. L'approximation eikonale développée initialement pour des calculs à haute énergie (> 100 MeV/nucléon) nécessite des corrections [Wal73] pour pouvoir être appliquée à nos énergies. La figure 4.11 représentant les matrices S calculées dans cette approximation, avec et sans corrections, illustre bien l'importance de ces corrections non-eikonales. Nous devons de plus noter que les potentiels sont forts et que la série eikonale (définie par Wallace [Wal73]) ne converge pas à basse énergie. A des énergies inférieures à 25 MeV environ, cette série doit être considérée avec précaution car, pour des potentiels très absorptifs, la condition d'unitarité peut alors être violée [Car93].

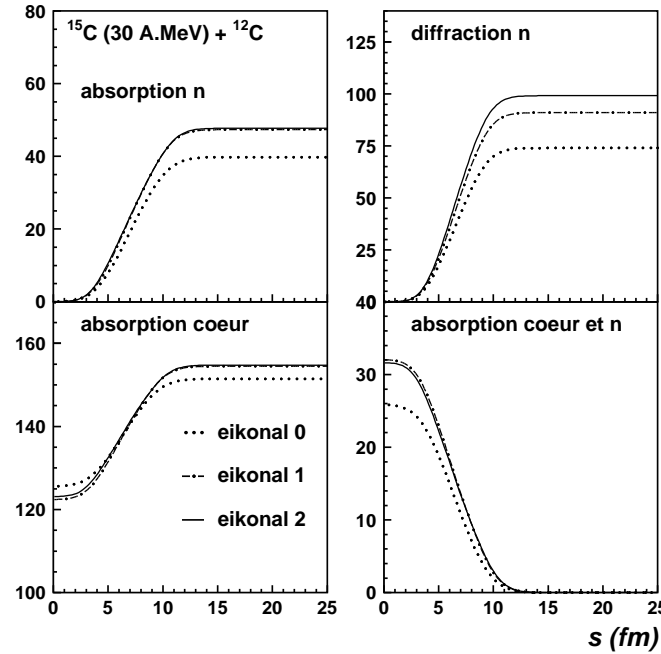


Figure 4.12: Fonctions de distorsion $D(\vec{s})$ en fonction du paramètre d'impact pour la diffraction et l'absorption, du neutron, du cœur et des deux simultanément (calculs : F. Carstoiu).

Les éléments des matrices S résultantes et les coefficients de transmission sont représentés dans la figure 4.11, pour n - ^{12}C et ^{14}C - ^{12}C à 30 MeV/nucléon. Nous voyons ici clairement des changements substantiels dans la forme et l'amplitude de tous les éléments de matrice pour le neutron, si des corrections eikonal d'ordre supérieur sont prises en compte. Ces effets sont plus prononcés à faible paramètre d'impact. La figure 4.12 montre les fonctions de distorsion obtenues à partir de ces matrices S . Nous pouvons observer que la diffraction est plus sensible aux corrections non eikonal. Le comportement asymptotique de ces fonctions de distorsion en est le plus affecté et ceci a d'importantes conséquences sur le calcul des distributions en moment, car les grands paramètres d'impact dictent la partie à faible moment de la distribution en moment. Finalement, nous avons vérifié les matrices S pour le neutron par comparaison avec les sections efficaces totales expérimentales [htt] pour 4 cibles différentes (figure 4.13). L'accord est raisonnablement bon, excepté en ce qui concerne la cible de tantale. Dans ce cas, la partie d'absorption du potentiel est trop forte pour être traitée dans le cadre d'une approximation eikonale. Cependant, nous avons réussi à trouver des constantes de normalisation qui permettent de reproduire, au moins qualitativement, les sections efficaces expérimentales.

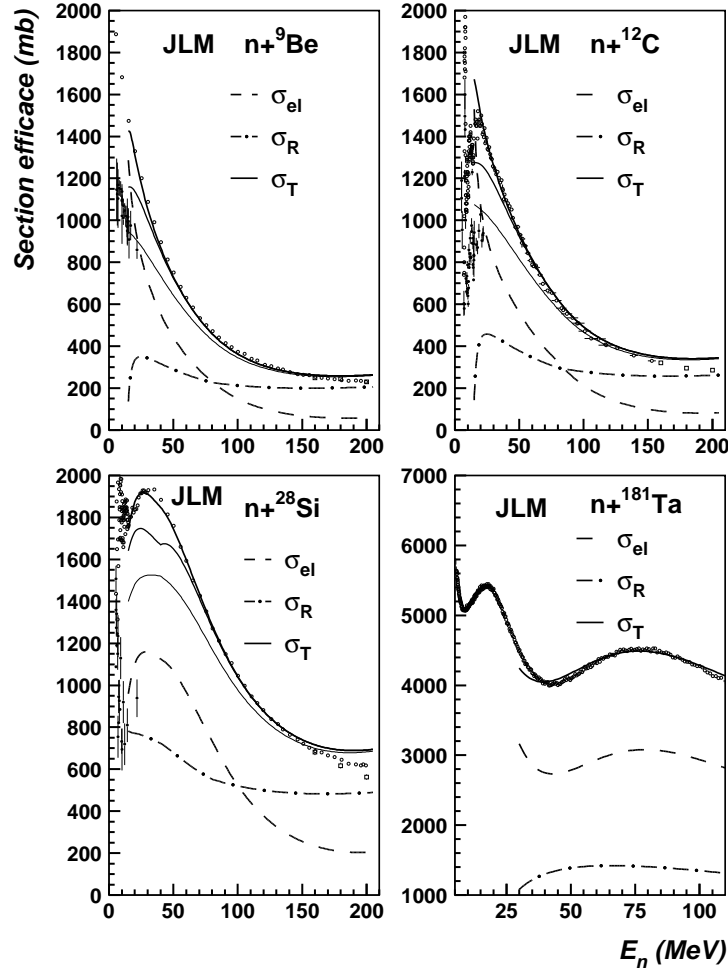


Figure 4.13: Sections efficaces élastiques (points), de réaction (tirets-points) et totale (traits pleins) pour différentes cibles, en fonction de l'énergie incidente. Les corrections non-eikonales jusqu'au second ordre sont incluses. Elles sont représentées par les lignes fines continues pour le Be, C et Si. Les données expérimentales de section efficace totale (cercles) et élastique sont prises de [htt] (calculs : F. Carstoiu).

4.3.2.4 Résultats et discussion

Après avoir présenté les développements théoriques du modèle de réaction de type Glauber utilisé, nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec ce modèle et les comparer à nos données. Afin d'avoir un calcul équivalent pour tous les noyaux, les différents paramètres du modèle ont été fixés aux mêmes valeurs pour tous. Il est ainsi plus facile de mettre en évidence le rôle joué par la structure même du projectile (contenue dans les facteurs spectroscopiques C^2S) pour expliquer

les différences de distributions en moment et de sections efficaces observées entre les noyaux. Les seuls paramètres du modèle qui peuvent être ajustés sont ceux définissant la géométrie du potentiel Woods-Saxon utilisé pour calculer la fonction d'onde de chaque configuration *. Ces paramètres de géométrie sont le rayon r_{ws} et la diffusivité a_{ws} du potentiel. Ils influent sur l'extension spatiale de la fonction d'onde obtenue et concernent donc uniquement la fonction d'onde du neutron de valence et non pas le mécanisme de réaction. Ces deux paramètres ont été fixés pour chaque série d'isotopes : $r_{ws} = 1.15A^{1/3}$ fm et $a_{ws} = 0.5$ fm pour les isotopes de bore et de carbone et $r_{ws} = 1.2A^{1/3}$ fm et $a_{ws} = 0.6$ fm pour les noyaux d'azote, d'oxygène et de fluor. Nous avons choisi ces valeurs car elles permettent d'obtenir une bonne reproduction d'ensemble de nos données expérimentales (distributions en moment parallèle et σ_{-1n}). Il est évident qu'un ajustement individuel, plus fin et plus réaliste, de ces paramètres pour chaque noyau pourra donner au cas par cas un meilleur accord. Il n'y a en effet aucune raison physique de considérer que le potentiel de tous ces noyaux corresponde à un même potentiel Woods-Saxon de caractéristiques communes. Notre but ici étant de mettre en évidence le rôle propre joué par la structure du projectile, les seules variables qui diffèrent pour chaque noyau sont donc les facteurs spectroscopiques.

De plus, le cœur étant considéré comme spectateur, son état fondamental et ses états excités sont traités de manière équivalente. C'est à dire que le même potentiel Woods-Saxon et les mêmes densités ont été utilisées pour chaque état excité du cœur.

Les sections efficaces calculées sont comparées aux valeurs expérimentales dans la figure 4.14. La section efficace totale est la somme des sections efficaces d'absorption, de diffraction et de dissociation coulombienne (calculées avec le modèle de dissociation coulombienne présenté plus loin en 4.3.4). En fait, sur la cible de carbone, la composante coulombienne est extrêmement faible pour tous les noyaux bien liés (< 1 mb) et n'a donc pas été représentée sur la figure 4.14. Seulement pour les noyaux de ^{14}B et ^{15}C , cette section efficace est plus élevée, de l'ordre de 7 mb (soit moins de 5% de la section efficace totale). Nous voyons que les sections efficaces données par le modèle de Glauber sont en très bon accord avec les données expérimentales, et ceci pour tous les noyaux à l'exception du ^{22}F .

Pour reproduire les sections efficaces observées, il nous a fallu considérer de nombreux états excités du cœur, surtout dans le cas des isotopes de fluor où la section efficace totale se trouve très fractionnée entre les différents états excités. La figure 4.15 montre l'exemple du ^{24}F . Dans ce cas, 9 états excités du cœur sont pris en compte. La moitié de la section totale correspond à l'état fondamental (composante s), la composante d est quant à elle divisée entre les différents états excités. Ainsi, pour chaque noyau, nous avons pris en compte tous les états excités liés du cœur qui donnaient les plus importantes contributions à la section efficace totale. Le détail des facteurs spectroscopiques considérés pour chaque noyau, ainsi que les sections efficaces correspondant à chaque état excité, est donné dans l'annexe D.

*En effet, les autres paramètres intervenant dans le calcul des matrices S et la renormalisation du calcul eikonal ont été déterminés, comme décrit précédemment (voir paragraphe 4.3.2.3), par comparaison avec d'autres données expérimentales et fixés pour tous les noyaux.

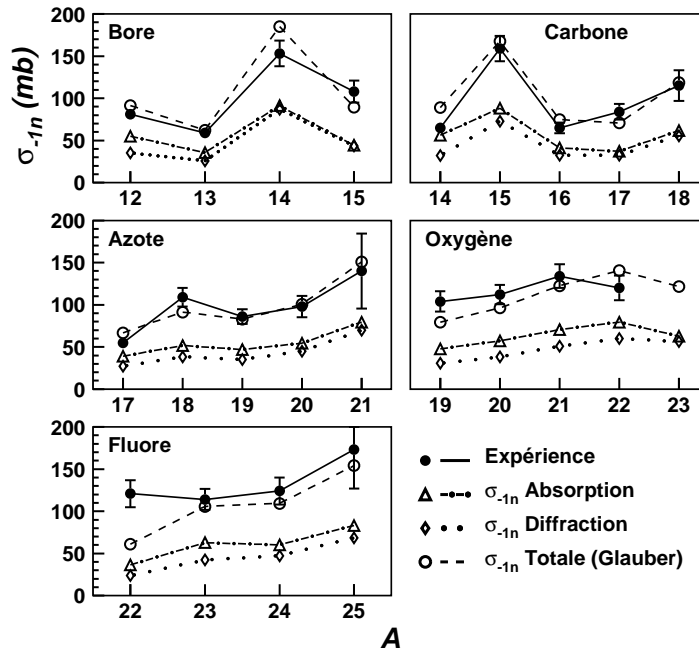


Figure 4.14: Sections efficaces de perte d'un neutron sur cible de C, calculées dans le cadre du modèle de Glauber.

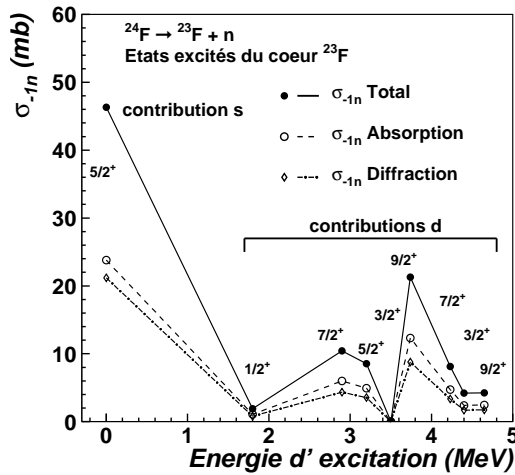


Figure 4.15: Contributions des différents états excités du cœur à la section efficace totale dans le cas du ^{24}F .

Les distributions en moment parallèle calculées sont présentées dans la figure 4.16. De même que pour les sections efficaces, elles sont la somme des composantes d'absorption, de diffraction et de dissociation coulombienne. La hauteur de ces distributions calculées a été renormalisée à celle des distributions expérimentales afin de pouvoir comparer la forme et la largeur des distributions, indépendamment des

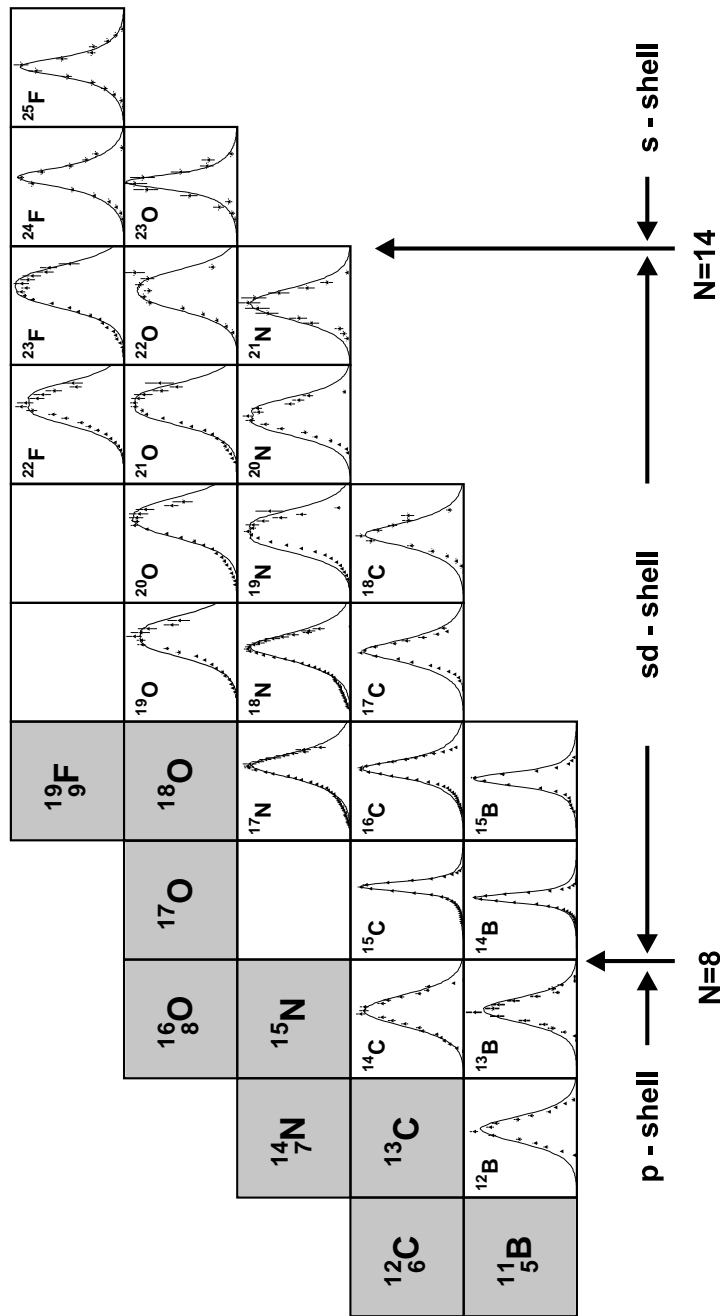


Figure 4.16: Distributions en moment parallèle mesurées sur cible de C, comparées aux calculs effectués avec le modèle de Glauber (ligne). Les distributions calculées ont été renormalisées aux données.

valeurs absolues des sections efficaces. Les distributions calculées présentées ont également été filtrées par notre procédure Monte-Carlo du dispositif expérimental (voir annexe A) afin de tenir compte des différents effets d'élargissement discutés en 3.1.3.3. Nous avons observé ici une très grande sensibilité de la largeur des dis-

tributions en moment au moment angulaire l de la fonction d'onde, beaucoup plus qu'à la valeur de l'énergie de séparation S_n ou aux autres paramètres définissant la géométrie du potentiel Woods-Saxon. De bons exemples de ceci sont les distributions observées pour les ^{23}O et $^{24,25}\text{F}$. En effet, malgré la relativement grande énergie de liaison de ces noyaux (3 à 5 MeV), leurs distributions en moment sont étroites, comparativement à celles de leurs proches voisins. Ceci est dû à la part importante d'onde s dans la fonction d'onde de ces noyaux. A l'opposé, dans le cas du ^{17}C , malgré une énergie de liaison faible du neutron de valence ($S_n = 0.729$ MeV), la distribution en moment du cœur de ^{16}C n'apparaît pas très étroite, à cause de la fonction d'onde principalement d du neutron de valence.

La figure 4.17 montre quatre exemples de distributions en moment calculées avec ce modèle de Glauber. Les contributions d'absorption et de diffraction y sont représentées séparément. La composante de dissociation coulombienne apparaît aussi sur cette figure. Les distributions en moment pour l'absorption et la diffraction présentent des formes très similaires. La contribution de diffraction est inférieure à celle de l'absorption pour tous les noyaux bien liés (figure 4.14) et les deux contributions deviennent presque égales pour les noyaux faiblement liés (^{14}B et $^{15,17}\text{C}$). Nous constatons également sur ces figures que les distributions calculées sont plus larges que les distributions expérimentales. Les ailes des distributions sont notamment plus prononcées. Cet effet est dû à l'utilisation de fonctions d'onde réalistes, combiné avec le profil particulier des fonctions de distorsion $D(s)$. En effet, ces fonctions sont non nulles à petit paramètre d'impact (figure 4.12). Une partie à petit rayon de la fonction d'onde est donc sélectionnée par le mécanisme de réaction, ce qui introduit des composantes de grand moment dans la distribution en moment totale. Si nous remplaçons dans le calcul la fonction de distorsion par une fonction moins réaliste, correspondant à une coupure franche, la distribution en moment calculée est alors moins large. D'un autre côté, les sections efficaces obtenues dans ce cas sont plus faibles, principalement dans le cas de fonctions d'onde d , et sont alors inférieures à celles mesurées. Il semble donc que cette partie non nulle à faible paramètre d'impact soit importante pour expliquer les sections efficaces observées.

Pour compléter cette étude du modèle de Glauber, une discussion sur la sensibilité des différentes observables aux paramètres introduits est également intéressante. Nous avons observé une très faible sensibilité des distributions en moment aux paramètres du potentiel Woods-Saxon. En augmentant son rayon (r_{ws}) ou sa diffusivité (a_{ws}), nous augmentons l'extension spatiale de la fonction d'onde, ce qui a pour effet de diminuer très légèrement la largeur des distributions en moment. Par contre, les sections efficaces sont beaucoup plus sensibles à un changement de ces paramètres et une petite augmentation de ces paramètres va entraîner une augmentation notable des sections efficaces, due à cette même augmentation de l'extension de la fonction d'onde.

4.3.2.5 Réactions de perte d'un neutron : un outil spectroscopique

Nous avons vu dans les parties précédentes que le mécanisme de réaction sur la cible de carbone est bien compris, au premier ordre au moins. En effet, notre

AZ	Energie [MeV/u]	FWHM $_{pz}^{cm}$ [MeV/c]	FWHM $_{px}^{cm}$ [MeV/c]	σ_{-1n} [mb]	$\sigma_{-1n}^{Glauber}$ [mb]	J^π
^{12}B	67	142 ± 3.5	173 ± 3	81 ± 5	91	1^+
^{13}B	57	135 ± 7	176 ± 2	59 ± 4	62	$3/2^-$
^{14}B	50	56.5 ± 0.5	75 ± 2	153 ± 15	185	2^-
	86	57 ± 2^a		48 ± 5^a		
	59	55 ± 2^b		176 ± 16^b		
^{15}B	43	73 ± 2.5	80 ± 9	108 ± 13	89	$3/2^-^c$
^{14}C	71	180 ± 5	220 ± 3	65 ± 4	89	0^+
^{15}C	62	63.5 ± 0.7	86 ± 1	159 ± 15	168	$1/2^+$
	85	67 ± 3^a		33 ± 3^a		
^{16}C	55	108 ± 2	140 ± 3	65 ± 6	75	0^+
^{17}C	49	111 ± 3	166 ± 9	84 ± 9	71	$3/2^+^{c,a}$
	84	145 ± 5^a		26 ± 3^a		
	96.8	94 ± 19^d		41 ± 4^d		
	904	141 ± 6^e		129 ± 22^f		
^{18}C	43	126 ± 5	156 ± 16	115 ± 18	119	0^+
	86.2	110 ± 12^d		35 ± 2^d		
^{17}N	65	141 ± 4	214 ± 4	55 ± 5	67	$1/2^-$
^{18}N	59	168 ± 3	216 ± 3	109 ± 11	91	1^-
^{19}N	53	177 ± 3	226 ± 5	86 ± 9	83	$1/2^-^{c,g}$
^{20}N	48	162 ± 4	217 ± 16	98 ± 13	101	2^-^c
^{21}N	43	149 ± 7	236 ± 177	140 ± 44	151	$1/2^-^c$
^{19}O	68	190 ± 8	250 ± 13	104 ± 12	80	$5/2^+$
^{20}O	62	219 ± 5	251 ± 7	112 ± 11	96	0^+
^{21}O	56	210 ± 6	243 ± 7	134 ± 14	123	$5/2^+^{c,g}$
^{22}O	51	206 ± 4	237 ± 16	120 ± 14	140	0^+
^{23}O	47	114 ± 9	157 ± 28.5	$-^k$	122	$1/2^+^c$
^{22}F	64	185 ± 14	274 ± 28	121 ± 16	61	4^+
^{23}F	59	235 ± 4	232 ± 10	114 ± 12	106	$5/2^+^{c,h,i}$
^{24}F	54	129 ± 4	198 ± 18	124 ± 16	109	$1^+^c, 3^+^{c,j}$
^{25}F	50	106 ± 8	168 ± 45	173 ± 46	154	$5/2^+^c$

a ref. [Baz98] (cible de Be), b ref. [Gui00] (cible de Be)

c assignation d'après cette expérience, d ref. [Baz95] (cible de Be)

e ref. [Bau98b] (cible de C), f ref. [Bau99] (cible de C)

g ref. [Cat89], h ref. [Orr89], i ref. [Goo74]

j ref. [Ree99], k aucune mesure de l'intensité du faisceau incident possible

Tableau 4.1: Résumé des résultats de perte d'un neutron sur la cible de C, comparés aux résultats d'autres expériences et les assignations de spin-parité faites à partir de cette expérience.

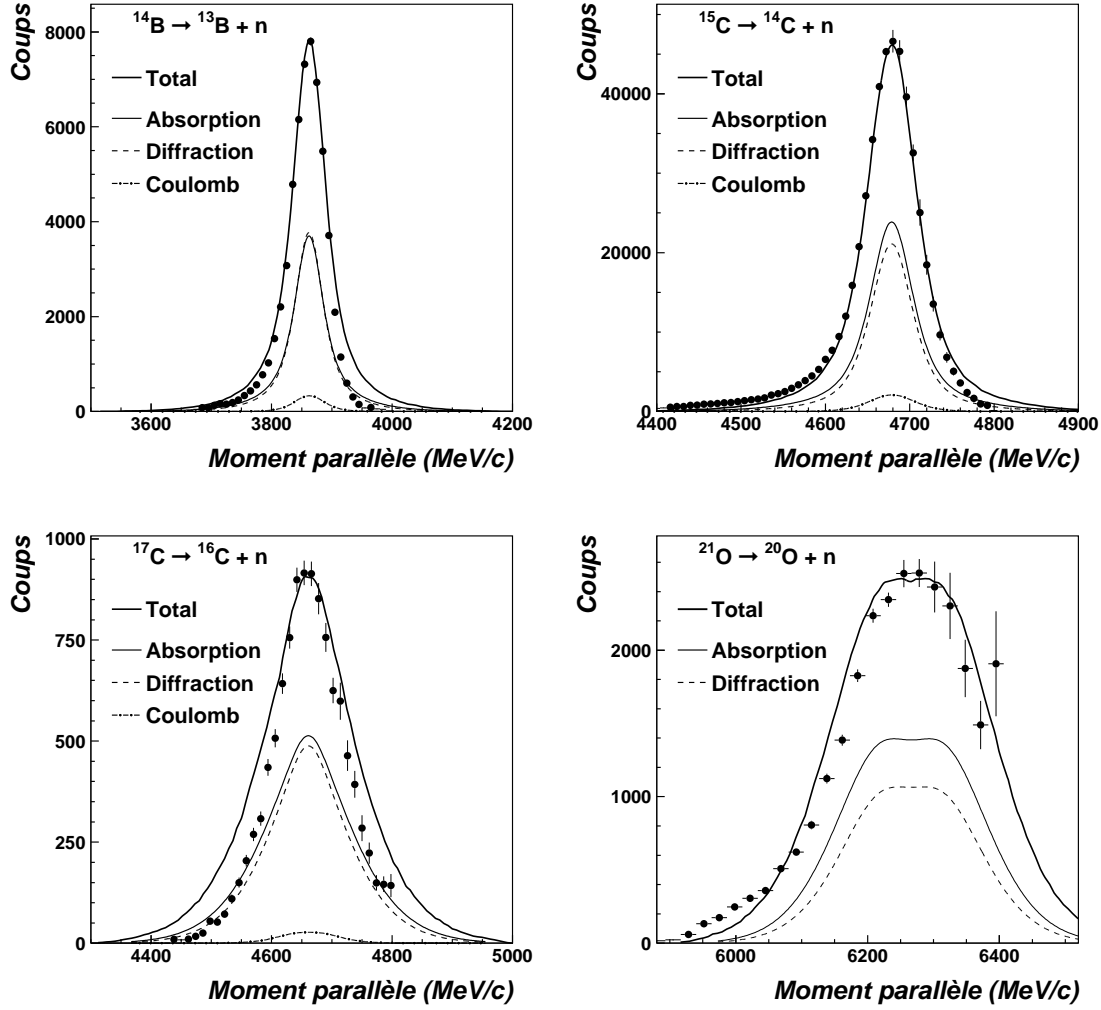


Figure 4.17: Exemples de distributions en moment calculées avec le modèle de Glauber pour la cible de C. La distribution totale (trait plein) est la somme des différentes contributions (absorption, diffraction et Coulomb), et elle est convoluée avec les effets du dispositif expérimental (calculs normalisés au nombre de coups maximum).

approche de type Glauber pour les réactions sur une cible légère permet de bien décrire les données observées, lorsque la structure du projectile est connue (cas des noyaux les moins exotiques dans nos données). Notre étude systématique nous a permis de vérifier la validité de ce modèle pour des noyaux possédant des structures très différentes (plus ou moins liés, fonctions d'onde du neutron de valence de moment angulaire $l = 0, 1$ ou 2). Sur la base de ces résultats, nous pouvons donc discuter maintenant du pouvoir prédictif de ce modèle ainsi que de son emploi comme outil spectroscopique pour extraire des informations concernant des noyaux

moins bien connus. Dans cette partie, nous allons étudier la sensibilité des réactions de perte d'un neutron, et plus spécifiquement des distributions en moment résultantes, à la structure du projectile, au travers de quelques exemples de noyaux dont le spin-parité de l'état fondamental n'est pas bien établi.

Tout d'abord, comme nous l'avons déjà vu, la distribution en moment est sensible aux différentes proportions de fonctions d'onde de moment angulaire différent dans la fonction d'onde totale du neutron de valence. Ainsi, dans certains cas, il est possible de choisir entre différents spin-parité de l'état fondamental du projectile, sur le seul critère de la forme de la distribution en moment. Ceci est le cas du ^{15}B et des $^{20,21}\text{N}$, comme montré sur la figure 4.18 (les distributions calculées présentées dans les figures correspondant à ces cas ont été normalisées aux données). Pour ces noyaux, la forme de la distribution en moment permet de déterminer le moment angulaire du neutron de valence. De manière plus générale, pour tous les noyaux observés situés dans la couche s - d , la largeur des distributions observées peut permettre d'extraire les proportions relatives d'ondes s et d dans la fonction d'onde du neutron de valence de ces noyaux.

Mais, le paramètre le plus sensible à la valeur des facteurs spectroscopiques introduits est la section efficace. Par exemple, dans le cas du ^{25}F , les trois J^π possibles pour son état fondamental donnent des distributions en moment semblables. Les sections efficaces calculées dans les trois cas sont en revanche fortement différentes et permettent de différencier entre les trois configurations. Ainsi, un spin-parité de $5/2^+$ pour l'état fondamental du ^{25}F donne un résultat en bon accord avec la distribution expérimentale (figure 4.19, les distributions calculées et expérimentales sont présentées ici en section efficace absolue, sans aucune normalisation). Dans certains cas comme le ^{24}F , si les différentes structures possibles sont très similaires, il n'est pas possible de choisir entre les deux simplement à partir de la distribution en moment et de la section efficace (figure 4.19). Ainsi, nos données nous permettent d'éliminer le seulement le cas $J^\pi = 2^+$ pour le spin-parité de l'état fondamental du ^{24}F .

Nous avons gardé à part le cas bien connu du ^{17}C . Il est présenté sur la figure 4.18 avec les calculs correspondant aux trois J^π possibles pour son état fondamental. Nous pouvons observer que la structure correspondant à $J^\pi = 1/2^+$, calculée avec le modèle en couches, donne une quantité trop grande d'onde s et donc une distribution en moment trop étroite pour être en accord avec les données. Ce cas peut donc être éliminé. Les cas $J^\pi = 3/2^+$ et $5/2^+$ sont plus proches des données, mais la forme de la distribution calculée à partir de $J^\pi = 3/2^+$ semble mieux reproduire les données, notamment la forme de la partie centrale de la distribution. De même, le calcul de la section efficace σ_{-1n} favorise le cas $3/2^+$: $\sigma_{-1n}^{calc} = 71$ mb dans le cas $3/2^+$ et elle est seulement de 57 mb si nous considérons une configuration $5/2^+$, à comparer à la section efficace mesurée de 84 mb. Un spin-parité de $3/2^+$ est également en accord avec les premières suppositions de Bazin *et al.* [Baz98] et Baumann *et al.* [Bau98b] ainsi qu'avec les prédictions théoriques de Ren *et al.* [Ren96a]. Cette hypothèse semble de plus être confirmée par la récente observation des photons de 1.76 MeV

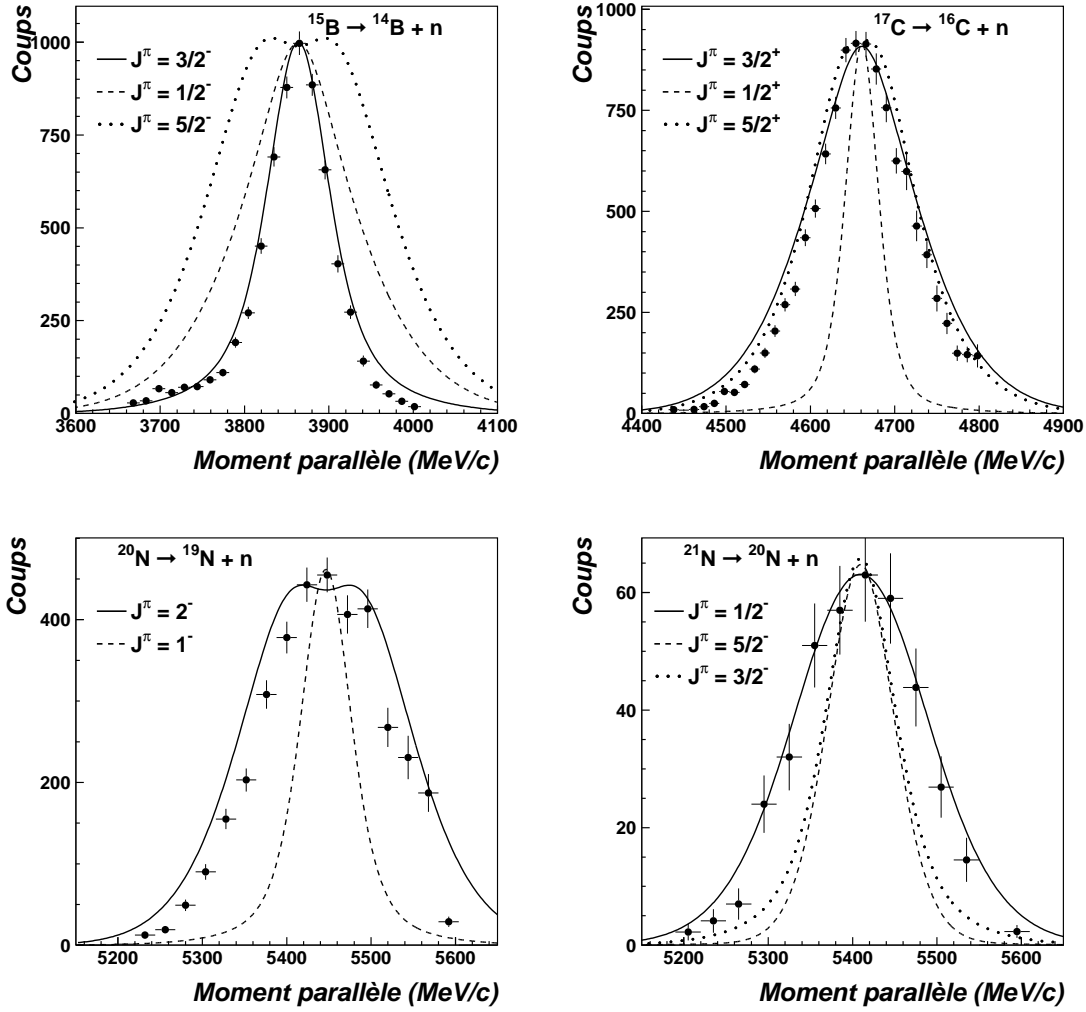


Figure 4.18: Sensibilité des distributions en moment à la structure du projectile. Les distributions calculées ont été re-normalisées aux données (cible de C).

provenant de la désexcitation de l'état 2_1^+ du ^{16}C suivant la réaction de perte d'un neutron du ^{17}C [Han00].

Cette étude nous a donc permis de faire quelques propositions concernant le spin-parité pour des noyaux où celui-ci n'était pas connu expérimentalement. Nous avons calculé les facteurs spectroscopiques correspondant à différents J^π possibles pour l'état fondamental de ces noyaux. Les distributions en moment parallèle de chaque cas ont ensuite été calculées avec le modèle de Glauber et comparées aux données. Toutes les figures correspondant à ces comparaisons sont données dans l'annexe G. Le tableau 4.1 regroupe les différentes assignations de spin-parité déduites de ces comparaisons.

Les spin-parité des noyaux de ^{19}N et ^{21}O avaient déjà été proposés lors d'un

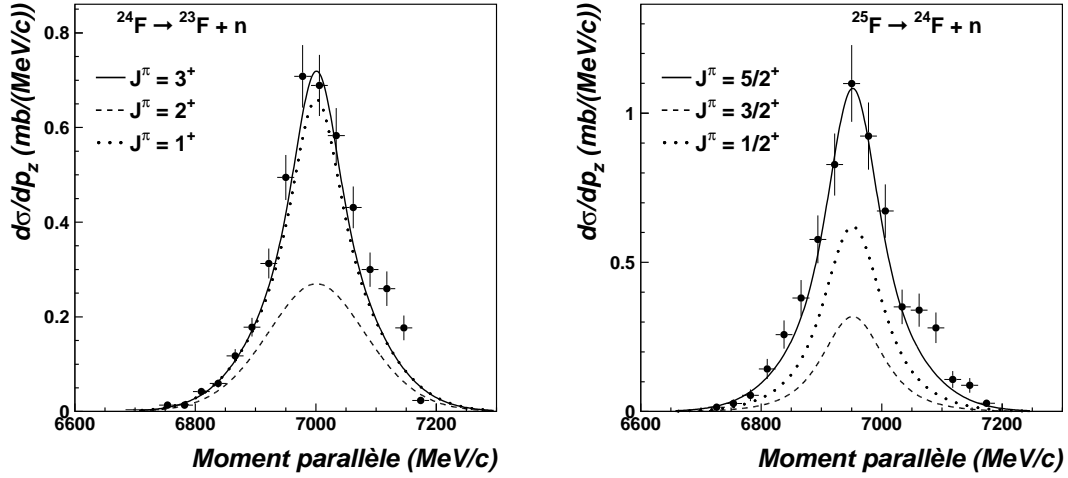


Figure 4.19: Sensibilité des distributions en moment à la structure du projectile (aucune renormalisation des calculs aux données, cible de C).

étude expérimentale par Catford *et al.* [Cat89], en accord avec nos observations. De même, un spin-parité de 3^+ pour le ^{24}F a été proposé il y a peu par Reed *et al.* [Ree99], ce qui confirme notre propre assignation, très légèrement en faveur d'un spin-parité 3^+ .

Enfin, nous devons souligner que, dans tous les cas étudiés, le meilleur accord avec les données a été obtenu avec l'état prédit comme état fondamental par le modèle en couches. Ceci est certainement une indication concernant la validité et le pouvoir prédictif de ces calculs de type modèle en couches dans cette région, du moins en ce qui concerne les propriétés de l'état fondamental des noyaux étudiés.

4.3.2.6 Résumé et conclusions

Pour conclure, nous pouvons donc dire que ce modèle de type Glauber permet une bonne description des sections efficaces de perte d'un neutron dans tous les cas et pour différents types de fonctions d'ondes ($l=0, 1$ ou 2), et ceci sans paramètres libres concernant la description du mécanisme de réaction. En effet les deux seuls paramètres de ce modèle concernent la fonction d'onde du neutron de valence (paramètres de géométrie du potentiel Woods-Saxon). Nous avons vu également que la valeur des facteurs spectroscopiques jouait un rôle important dans le calcul de la section efficace. Les distributions en moment sont également bien représentées par ce modèle, bien qu'elles soient un peu plus larges que les distributions expérimentales. La largeur de ces distributions en moment est, elle, déterminée par les proportions relatives d'onde s et d dans la fonction d'onde du neutron de valence. Ainsi la largeur de ces distributions est principalement déterminée par le moment angulaire du neutron de valence, plutôt que par son énergie de séparation.

A la lumière de cette étude, nous pouvons donc dire que la mesure des distributions en moment parallèle du cœur après réaction de perte d'un neutron permet d'extraire des informations spectroscopiques intéressantes sur les noyaux, et ceci même avec une simple mesure inclusive de ces distributions, sans détection de γ en coïncidence comme décrit dans les références [Nav98, Aum00, Gui00]. Un tel résultat peut être utilisé pour sonder, de manière assez grossière, la structure de noyaux très riches en neutrons, quand les intensités de faisceaux pour de tels noyaux restent encore faibles. Bien sur, pour obtenir des informations plus quantitatives concernant la structure du projectile, il est nécessaire de déjà bien connaître la structure du cœur. Dans ce cas, la détection de γ en coïncidence devient importante pour identifier les différents états excités du cœur intervenant dans la réaction, mesurer leur énergie et déterminer les facteurs spectroscopiques associés à chaque état excité du cœur. D'un autre côté, nous avons pu remarquer que pour des noyaux plus lourds, comme les fluors, de nombreux états excités du cœur (jusqu'à 9) semblent intervenir dans la réaction. La conséquence directe de ceci est une complication de la détection des γ et la nécessité d'utiliser des détecteurs γ de meilleure résolution afin de séparer les différents états excités du cœur, sachant que l'efficacité de détection de tels détecteurs est plus faible. Dans ces cas, les nouveaux multi-détecteurs Ge de grande efficacité et très segmentés en cours de développement [Aza99, Mue00] devraient permettre d'améliorer la sensibilité de telles études.

De plus, il apparaît maintenant évident, comme dans le cas des isotopes de Be [Zah93, Aum00, Nav00], qu'il est difficile de comprendre la structure d'un noyau riche en neutrons sans étudier son cœur. Ainsi, des mesures sur des chaînes isotopiques complètes deviennent nécessaires et semblent très prometteuses pour nous aider à comprendre l'agencement interne des noyaux et leurs règles de construction, au fur et à mesure que l'on ajoute des neutrons.

4.3.3 Modèle basé sur l'approximation soudaine

Le modèle de type Glauber développé dans la partie précédente est très bien adapté au calcul des sections efficaces et des distributions en moment parallèles pour la dissociation nucléaire. Les principaux avantages de ce premier modèle sont que très peu de paramètres entrent en jeu et que la physique des interactions n-cible et cœur-cible y est décrite le plus correctement possible par les matrices S . Cependant, ce modèle ne permet pas de calculer les distributions en moment transverse, également mesurées dans notre expérience. Or, nous avons vu que ces distributions transverses sont systématiquement plus larges que celles en moment parallèle. De plus, à ce jour, les distributions en moment transverse mesurées dans des réaction de dissociation des noyaux à halo sont toujours mal comprises (et notamment cet effet d'élargissement).

Afin d'essayer de comprendre et de reproduire ces distributions transverses, et également pour comparer nos données à un autre type de modèle, nous avons développé un nouveau modèle, basé sur le principe d'approximation soudaine initialement introduit pour l'étude du ^{11}Be par Hansen dans la référence [Ann94].

4.3.3.1 Principe de ce modèle

Ce modèle est basé sur certaines hypothèses simplificatrices, dont beaucoup sont communes au modèle de Glauber précédent. Ces hypothèses sont :

1. L'énergie incidente est suffisamment élevée pour que la vitesse intrinsèque du nucléon de valence soit bien inférieure à la vitesse du projectile.
2. Les trajectoires sont considérées comme étant des lignes droites.
3. Les interactions dans l'état final sont négligées. Comme nous regardons la distribution en moment du cœur, ce dernier étant plus lourd, il est moins sensible à de tels effets.
4. L'extension spatiale de la fonction d'onde du neutron de valence est suffisamment développée pour que les réactions impliquant cette particule de valence aient lieu en surface.
5. La cible est décrite comme un disque noir.
6. Le système possède un seul état lié, l'état fondamental. Cette hypothèse nous permet d'utiliser la complétude de la fonction d'onde pour calculer les transitions de probabilité vers le continuum par les règles de somme.
7. Seule la partie dominante (transverse) de la contribution coulombienne est considérée.
8. Nous supposons que le cœur ne subit aucune excitation dynamique (cœur spectateur).

Toutes ces hypothèses sont bien satisfaites dans le cas d'un noyau à halo, comme le ^{11}Be pour lequel ce modèle a été développé. Ainsi, dans ce dernier cas, l'hypothèse (4.) permet d'utiliser la partie asymptotique de la fonction d'onde, ce qui conduit à des formules analytiques simples concernant les transitions de probabilité et les distributions en moment [Han96]. De plus, pour l'évaluation des distributions en moment, une bonne approximation consiste à évaluer la fonction d'onde du neutron de valence uniquement au centre de la cible, ce qui conduit alors au modèle proposé par Hansen [Han96], présenté au début. Dans ce cas la section efficace de dissociation devient le produit de la section efficace neutron-cible par la probabilité qu'a le neutron de valence de se trouver au centre de la cible (voir paragraphe 4.3.1).

Cependant, il est évident que cette approximation conduit à une très forte coupure des moments perpendiculaires à la direction du faisceau (dans ce cas la transformée de Fourier complète de la fonction d'onde est proportionnelle à $\delta(k_y)$). Cette approximation ne peut donc être utilisée pour évaluer les distributions en moment dans le plan perpendiculaire au faisceau. Récemment, Barranco et Vigezzi [Bar97] ont utilisé une approximation encore plus drastique et ont obtenu que la largeur de la distribution en moment transverse dépend seulement de la dimension de la cible, et non de la structure du projectile. Ceci est en évidente contradiction avec nos propres données.

Enfin, cette approximation proposée par Hansen [Han96] requiert une bonne normalisation des probabilités de transition (via la section efficace neutron-cible) et ne peut donc pas être facilement étendue au calcul des sections efficaces pour

des fonctions d'onde p ou d . En effet, dans ces cas, la fonction de Haenkel $h_l^+(i\alpha r)$ (l est le moment angulaire et α la constante de décroissance) qui donne la partie asymptotique de la fonction d'onde a une forte singularité à l'origine et les probabilités de dissociation ne peuvent donc pas être définies. Dans ces cas, il faut donc utiliser des fonctions d'onde réalistes, ce que nous avons fait dans notre étude consacrée à ce modèle (voir paragraphe 4.3.1). Mais nous avons vu que, même ainsi, ce calcul conduisait à des sections efficaces beaucoup trop faibles pour les états p et d , certainement à cause de la coupure trop importante introduite dans la fonction d'onde.

Ces différentes raisons nous ont conduit à étendre le modèle initial [Ann94] aux cas de fonctions d'ondes p et d en utilisant des fonctions d'onde réalistes (fonctions d'ondes uniparticules d'après un potentiel Woods-Saxon). La distribution en moment tridimensionnelle du cœur est alors calculée pour permettre la détermination des diverses distributions en moment projetées ainsi que l'étude de certains effets dus à l'acceptance des détecteurs sur ces distributions projetées. De même que dans le modèle de Glauber précédent, la structure spécifique de chaque projectile est introduite par le biais des facteurs spectroscopiques. Aucun calcul de ce type, considérant des fonctions d'onde réalistes et la distribution en moment tridimensionnelle du cœur n'est reporté dans la littérature. Ce modèle, ainsi que les programmes associés ont été développés en collaboration avec F. Carstoiu.

4.3.3.2 Formalisme de base

Soit l'état fondamental du projectile décrit par un nucléon de valence de nombres quantiques (l, m) . Dans ce modèle simplifié, le cœur agit toujours comme un spectateur au cours de la réaction et ses degrés de liberté ne jouent aucun rôle. Les différentes sections efficaces sont calculées dans un référentiel lié au faisceau. Soit \vec{b} le paramètre d'impact selon la direction définie par le centre du cœur et celui de la cible. La différence entre les centres de masse du projectile et du cœur (de l'ordre de $O(\frac{1}{A_c})$, A_c étant la masse du cœur) est faible et sera donc négligée. Après interaction avec la cible, une partie de la fonction d'onde ψ_0 est enlevée, appelons w la région de l'espace définissant cette "blessure". A ce stade, la forme spécifique de cette blessure n'est pas importante. La partie de la fonction d'onde ayant été enlevée s'écrit :

$$\delta\psi(\vec{r}) = \begin{cases} \psi_0(x, y, z) & \text{si } (x, y, z) \in w \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Définissons son complément ($\bar{\psi}$) par la décomposition orthonormale de la fonction d'onde :

$$\psi_0 = \bar{\psi} + \delta\psi \tag{4.51}$$

$$\int d\vec{r} \bar{\psi}^* \delta\psi = \int d\vec{r} \bar{\psi} \delta\psi^* = 0 \tag{4.52}$$

Si le neutron est absorbé, la fonction d'onde du système est localisée à $\delta\psi$ au moment de la collision et ceci constitue ensuite la fonction d'onde du cœur restant.

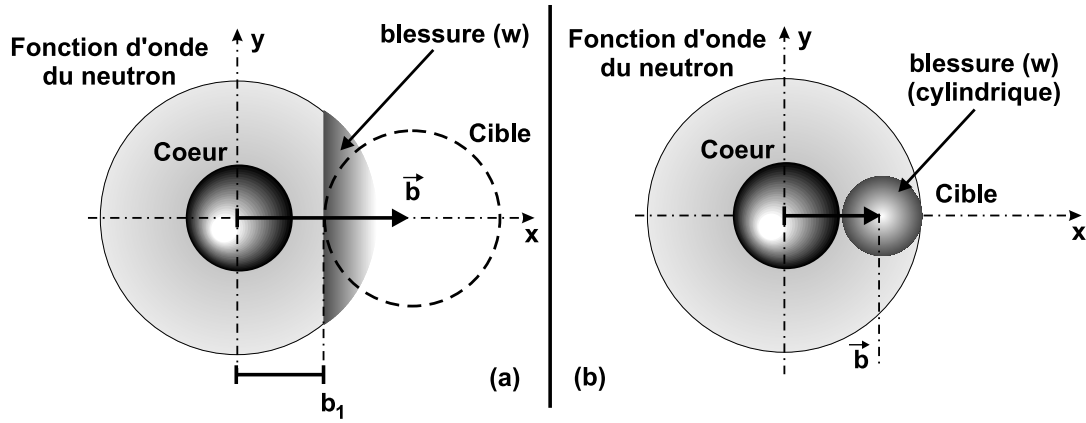


Figure 4.20: Interaction de la cible matérialisée par une coupure plane dans la fonction d'onde du neutron de valence (a) et par une blessure cylindrique laissée par la cible (b).

Par conséquent, la distribution en moment du cœur est donnée par le carré de la transformée de Fourier de $\delta\psi$. La probabilité d'absorption ("stripping") est donnée par le volume (intégrale) de cette blessure :

$$P_a(b) = \int d\vec{r} |\delta\psi|^2 \quad (4.53)$$

Comme mentionné dans la référence [Ann94], l'absorption est définie ici dans le contexte du modèle du disque opaque et fait référence aux neutrons déviés par rapport à la direction avant avec une vitesse proche de celle du faisceau. Il est facile de voir que le complément de la blessure est

$$\int d\vec{r} |\bar{\psi}|^2 = 1 - P_a \quad (4.54)$$

La fonction d'onde après collision avec la cible est approximée par

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{q}\vec{r}}(\psi_0 - \delta\psi) = e^{i\vec{q}\vec{r}}\bar{\psi} \quad (4.55)$$

avec \vec{q} le moment transféré au nucléon de valence, défini dans l'annexe F par l'équation (F.5). La normalisation de cette fonction d'onde est :

$$\int d\vec{r} \psi^*(\vec{r})\psi(\vec{r}) = \int d\vec{r} \bar{\psi}^*(\vec{r})\bar{\psi}(\vec{r}) = 1 - P_a \quad (4.56)$$

Notons que ψ contient les états de cassure élastique et inélastique. La partie élastique est donnée par le recouvrement avec l'état fondamental :

$$\gamma_{el} = \int d\vec{r} \psi \psi_0^*(\vec{r}) \quad (4.57)$$

La fonction d'onde orthogonale à l'état fondamental est

$$\psi_1(\vec{r}) = \psi(\vec{r}) - \gamma_{el}\psi_0(\vec{r}) \quad (4.58)$$

Maintenant nous pouvons construire la fonction d'onde de l'état de décroissance

$$\psi_d(\vec{r}) = \psi_0(\vec{r}) - \delta\psi(\vec{r}) - \gamma_{el}e^{-i\vec{q}\vec{r}}\psi_0(\vec{r}) \equiv \bar{\psi} - \gamma_{el}e^{-i\vec{q}\vec{r}}\psi_0 \equiv e^{-i\vec{q}\vec{r}}\psi_1(\vec{r}) \quad (4.59)$$

Comme l'état de décroissance ne contient que des fonctions intégrables au carré, il est légitime de parler de la norme de cette fonction d'onde, soit :

$$\int d\vec{r} |\psi_d(\vec{r})|^2 = \int d\vec{r} |\psi_1(\vec{r})|^2 = 1 - P_a - |\gamma_{el}|^2 \quad (4.60)$$

Clairement, toute l'information concernant l'absorption de la particule de valence est contenue dans la fonction d'onde de la blessure ($\delta\psi$) tandis que ψ_d donne des informations sur la cassure élastique. Calculons la transformée de Fourier de l'état de décroissance :

$$\widetilde{\psi}_d(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d\vec{r} e^{-i\vec{k}\vec{r}} \psi_d(\vec{r}) \quad (4.61)$$

La section efficace différentielle dans l'espace des moments est

$$\frac{d\sigma}{d\vec{k}} = \int 2\pi b db |\widetilde{\psi}_d(\vec{k})|^2 \quad (4.62)$$

et la section efficace totale :

$$\sigma = \int 2\pi b db \int d\vec{k} |\widetilde{\psi}_d(\vec{k})|^2 = \int 2\pi b db (1 - P_a(b) - |\gamma_{el}(b)|^2) \quad (4.63)$$

Maintenant, il est clair que la quantité

$$P_{el}(b) = 1 - P_a(b) - |\gamma_{el}(b)|^2 \quad (4.64)$$

doit être interprétée comme la probabilité, dans la représentation en paramètre d'impact, du processus de dissociation élastique. La relation (4.64) montre que l'approximation soudaine prend en compte l'absorption (P_a), la dissociation élastique (P_{el}) et la diffusion élastique, coulombienne et nucléaire (γ_{el}). D'autres processus inélastiques importants, comme l'absorption du cœur, l'absorption simultanée du cœur et du nucléon de valence [Hen96] ou des collisions profondément inélastiques [Neg99], ne sont pas inclus dans ce modèle. De plus, la relation de fermeture (4.64) illustre la nécessité d'utiliser des fonctions d'ondes réalistes afin d'obtenir une normalisation correcte des probabilités de dissociation.

4.3.3.3 Probabilités de dissociation

Dans cette partie nous allons détailler le calcul des probabilités de dissociation en utilisant deux formes spécifiques pour la blessure w . La première est une coupure plane (figure 4.20 (a)) définie par

$$w : (x, y, z) \in \mathbf{R}^3, x \geq b_1 = b - R_t$$

La seconde est une coupure cylindrique (figure 4.20 (b)) :

$$w : (x, y, z) \in \mathbf{R}^3, (x - b)^2 + y^2 \leq R_t$$

où R_t est le rayon de la cible. Dans un souci de clarté, il est utile de définir la densité de valence en moyennant sur les projections du moment angulaire m

$$\rho_{val}(r) = \frac{1}{\hat{l}^2} \sum_m |\psi_0|^2 = \frac{1}{4\pi} R_t^2(r) \quad (4.65)$$

normalisé à un. Définissons aussi les projections à une et deux dimensions de cette densité :

$$\tilde{\rho}(x) = \int dy dz \rho_{val} = 2\pi \int_x^\infty r dr \rho_{val}(r) \quad (4.66)$$

$$\hat{\rho}(s) = \int dz \rho_{val}(r) = 2 \int_s^\infty \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - s^2}} \rho_{val}(r) \quad (4.67)$$

Si nous supposons $\rho_{val}(-r) = \rho_{val}(r)$ alors $x \rightarrow \tilde{\rho}(x)$ est un homéomorphisme symétrique, $\tilde{\rho}(-x) = \tilde{\rho}(x)$ et $2 \int_0^\infty dx \tilde{\rho}(x) = 1$. De plus, la densité $\hat{\rho}$ satisfait la relation de fermeture $\int d\vec{s} \hat{\rho}(s) = 1$.

Probabilité élastique

Selon l'équation (4.57), la probabilité de dissociation élastique est définie par

$$\gamma_{el} = \int d\vec{r} \psi_0^*(\vec{r}) e^{i\vec{q}\vec{r}} (\psi_0 - \delta\psi) \equiv \gamma_C - \gamma_{C+N} \quad (4.68)$$

et se décompose en une amplitude coulombienne (C) et coulombienne+nucléaire ($C + N$). Il est facile de voir que

$$\gamma_C = 2 \int_0^\infty dx \cos qx \tilde{\rho}(x) \quad (4.69)$$

$$\gamma_{C+N} = 2\pi \int_{b_1}^\infty dx e^{iqx} \tilde{\rho}(x) \quad (4.70)$$

Pour une blessure cylindrique, l'amplitude Coulomb+nucléaire est de la forme

$$\gamma_{C+N} = \int_0^{R_t} s ds \int_0^{2\pi} d\phi e^{iq(b+s \cos \phi)} \hat{\rho}(\sqrt{b^2 + s^2 + 2bs \cos \phi}) \quad (4.71)$$

Notons que γ_{C+N} est complexe et dépend de la forme spécifique choisie pour la blessure, alors que l'amplitude coulombienne est réelle et indépendante de la blessure. De plus, $\lim_{q \rightarrow 0} \gamma_C = 1$ montre que, en l'absence de champ coulombien, ou à très grand paramètre d'impact, l'amplitude coulombienne est égale à 1. Dans le cas d'un halo très bien développé, la fonction d'onde varie très peu dans la région de la blessure et nous pouvons remplacer dans (4.71) $\hat{\rho}$ par une valeur moyenne $\hat{\rho}_0$. Cette simplification amène à

$$|\gamma_{C+N}|^2 = \hat{\rho}_0^2 \frac{4\pi^2 R_t^2}{q^2} J_1^2(qR_t) \quad (4.72)$$

en parfaite analogie avec la diffusion élastique. Cette approximation est utilisée uniquement pour illustrer la composante diffractive de l'amplitude γ . En pratique, cette amplitude est évaluée en utilisant les équations exactes (4.70) et (4.71).

Probabilité d'absorption

La probabilité d'absorption est calculée au moyen de la formule (4.53)

$$P_a(b) = \int_{(w)} dx dy dz \rho_{val}(r) \quad (4.73)$$

Après quelques manipulations, ceci devient, dans le cas d'une coupure plane,

$$P_a(b) = \int_{b_1=b-R_t}^{\infty} dx \tilde{\rho}(x) \quad (4.74)$$

et pour une coupure cylindrique :

$$P_a(b) = \int_0^{R_t} s ds \int_0^{2\pi} d\phi \hat{\rho}(\sqrt{b^2 + s^2 + 2bs \cos \phi}) \quad (4.75)$$

Indépendamment de la forme de la blessure, nous avons $P_a(0) = 1/2$ et également, dans la limite $q \rightarrow 0$, $\gamma_{C+N}(b) = P_a(b)$ et $P_{el}(b) = P_a(b) - P_a^2(b)$. Les sections efficaces totales d'absorption et de diffraction sont obtenues par intégration sur le paramètre d'impact avec l'élément de volume $2\pi b db$. Les relations ci-dessus impliquent que pour une cible légère (la composante coulombienne est négligeable) $\sigma_{abs} \approx \sigma_{diff}$ mais en général, $\sigma_{abs} > \sigma_{diff}$, en accord avec la formulation originelle de Glauber [Gla55].

4.3.3.4 Distributions en moment

Comme les interactions dans l'état final sont négligées, la distribution en moment est obtenue en prenant le carré de la transformée de Fourier (4.61) de la fonction d'onde (4.59). En utilisant les mêmes notations que [Ann94], nous avons, pour un moment angulaire (lm) arbitraire :

$$A_{0,lm}(\vec{k}) = \frac{4\pi}{(2\pi)^{3/2}} i^l Y_{lm}(\hat{k}) \int_0^{\infty} r^2 dr j_l(kr) R_l(r) \quad (4.76)$$

et

$$A_{C+N,lm}(\vec{k}) = -\gamma_{el}(b) \frac{4\pi}{(2\pi)^{3/2}} i^l Y_{lm}(\hat{k}_q) \int_0^{\infty} r^2 dr j_l(k_q r) R_l(r) \quad (4.77)$$

où le vecteur \vec{k}_q est relié à \vec{k} par $\vec{k}_q = (k_x + q, k_y, k_z)$.

Le calcul de l'amplitude A_δ est plus compliqué. La difficulté vient de la partie angulaire de la fonction d'onde. La méthode la plus simple consiste à exprimer les harmoniques sphériques en coordonnées cartésiennes (voir par exemple [Edm60]). Dans le cas d'une coupure plane, il nous faut évaluer une intégrale de la forme

$$I_{pst}(\vec{k}) = \int_{b_1}^{\infty} dx x^p e^{-ik_x x} \int_{-\infty}^{\infty} dy y^s e^{-ik_y y} \int_{-\infty}^{\infty} dz z^t e^{-ik_z z} R_l(r)/r^l \quad (4.78)$$

avec p, s, t , entiers positifs arbitraires. Dans le cas le plus simple, $p = s = t = 0$, nous avons alors :

$$I_{000}(\vec{k}) = 2\pi \int_{b_1}^{\infty} dx e^{-ik_x x} \int_0^{\infty} u du J_0(k_{\perp} u) R_l(\sqrt{x^2 + u^2}/r^l) \quad (4.79)$$

avec J_0 fonction de Bessel cylindrique d'ordre zéro et $k_{\perp} = \sqrt{k_y^2 + k_z^2}$.

Pour n'importe quelle combinaison (p, s, t) , l'intégrale correspondante est obtenue par une différentiation paramétrique appropriée selon k_x, k_y, k_z .

Pour une fonction d'onde $l = 0$, nous avons

$$\Re A_{\delta}(\vec{k}) = -\frac{1}{\sqrt{2}(2\pi)^2} \int_{b_1}^{\infty} dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u du J_0(k_{\perp} u) R_0(r) \quad (4.80)$$

$$\Im A_{\delta}(\vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{2}(2\pi)^2} \int_{b_1}^{\infty} dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u du J_0(k_{\perp} u) R_0(r) \quad (4.81)$$

avec $r = \sqrt{u^2 + r^2}$. Les formules de ces amplitudes pour les cas $l = 1$ et 2 sont présentées dans l'annexe F.

Une fois ces amplitudes calculées, il nous faut faire la moyenne sur les projections de moment magnétique et sur le paramètre d'impact afin d'obtenir la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{d\vec{k}} = \frac{1}{\vec{l}^2} \sum_m \int d\vec{b} |A_{lm}(k_x, k_y, k_z)|^2 \quad (4.82)$$

Nous pouvons voir que le mécanisme de réaction modifie substantiellement le contenu en moment sélectionné par la réaction. Par exemple, pour $l = 0$, l'amplitude non perturbée (4.76) est sphérique et réelle, l'amplitude sélectionnée par l'absorption est quant à elle asymétrique et complexe (4.80, 4.81).

Nous devons également remarquer que toutes les amplitudes tendent vers zéro quand $b \rightarrow \infty$. Ceci est évident dans les équations (4.80) et (4.81). De même, les amplitudes (4.76) et (4.77) deviennent identiques pour de grandes valeurs de b (car $\lim_{b \rightarrow \infty} \gamma_{el} = 1$ et $\lim_{q \rightarrow 0} \vec{k}_q = \vec{k}$) et donc s'annulent mutuellement. En conséquence, l'amplitude de diffraction est essentiellement la transformée de Fourier de la blessure. Les deux amplitudes d'absorption et de diffraction se comportent comme $1/k_x$ pour de grands k_x . La raison de ceci est que le terme principal est la transformée de Fourier de la fonction échelon (caractéristique de l'approximation du disque noir pour les matrices S) qui se comporte comme $1/k_x$. Cette propriété est indépendante du comportement asymptotique de la fonction d'onde et caractérise le bord franc de la cible supposé dans ce modèle. Dans le modèle plus réaliste de type Glauber discuté précédemment, ce bord franc est remplacé par les matrices S calculées par

le modèle optique et l'absorption va de manière continue de 0 à 1 et les amplitudes diminuent donc plus vite.

Dans ce modèle, seul le moment transféré \vec{q} par interaction coulombienne dépend de l'énergie incidente du projectile. Les amplitudes d'absorption et la partie nucléaire de la diffraction sont elles complètement indépendantes de l'énergie incidente et sont déterminées principalement par la géométrie de la blessure et la fonction d'onde du neutron de valence. Dans le modèle plus sophistiqué de Glauber présenté précédemment, il y a en effet une dépendance en énergie additionnelle par l'intermédiaire des matrices S de l'interaction neutron-cible et cœur-cible, mais cette dépendance reste faible.

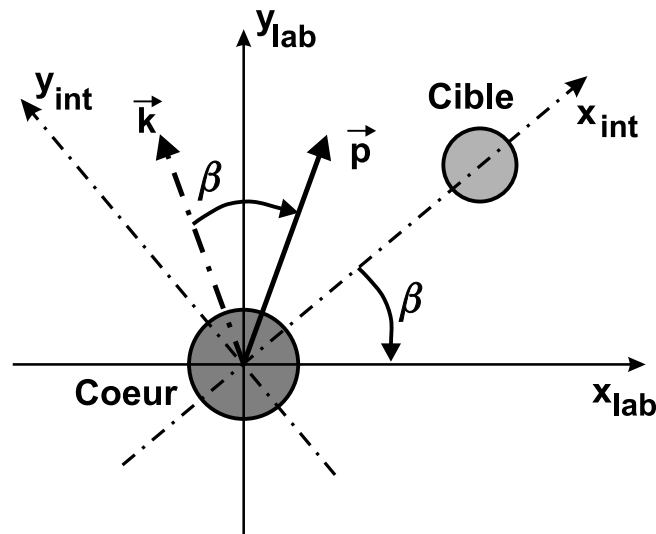


Figure 4.21: Passage du référentiel intrinsèque au référentiel du laboratoire par rotation du vecteur \vec{k} d'un angle aléatoire β .

Enfin, concernant le calcul des distributions en moment transverse, nous avons vu que le calcul du moment du cœur \vec{k} est effectué dans un référentiel "intrinsèque" lié au projectile et à la cible. Pour faciliter les calculs, dans ce référentiel, la direction x est déterminée selon l'axe cœur-cible. La cible est donc fixe dans ce référentiel, ce qui introduit une différence entre les distributions k_x et k_y . Bien sur, ce n'est pas le cas dans le référentiel réel du laboratoire où la position de la cible par rapport au projectile est aléatoire et les distributions en moment selon x ou y sont complètement équivalentes. Le moment \vec{p} dans le référentiel du laboratoire est donc déterminé par une rotation de \vec{k} d'un angle aléatoire β dans le plan (x, y) , comme expliqué dans la figure 4.21. En pratique, nous calculons à partir des formules précédentes la distribution en moment tridimensionnelle du cœur en utilisant des intégrations numériques de type Gauss-Legendre. Cette distribution est stockée sous forme d'un tableau. Ensuite, nous utilisons un calcul de type Monte-Carlo pour tirer un vecteur \vec{k} selon cette distribution en trois dimensions et nous calculons \vec{p} par rotation de \vec{k} d'un angle β aléatoire. Nous appliquons ensuite à \vec{p} une transformation de Lorentz

(comme décrit en annexe A) pour passer du référentiel du projectile à celui du laboratoire. Enfin les différents effets expérimentaux sont pris en compte, comme décrit dans l'annexe A.

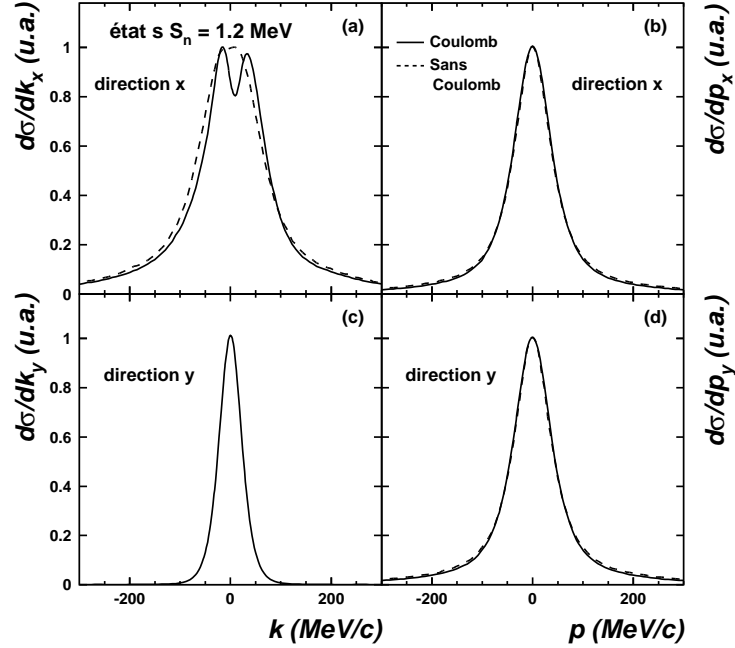


Figure 4.22: Distributions en moment intrinsèques \vec{k} et dans le référentiel du laboratoire \vec{p} (calculs effectués pour un noyau de ^{15}C sur une cible de C).

Afin d'illustrer ces différences entre les moments \vec{k} et \vec{p} , la figure 4.22 montre les composantes x et y de \vec{k} et de \vec{p} . Dans le référentiel intrinsèque, les distributions de k_x et de k_y sont différentes, à cause de l'asymétrie introduite dans la blessure de la fonction d'onde (figure 4.22) en considérant que la cible se situe toujours sur l'axe x . Mais, après transformation dans le référentiel du laboratoire, les distributions p_x et p_y deviennent identiques et parfaitement symétriques, en accord avec les observations expérimentales. Sur cette figure est aussi représenté l'effet introduit par l'interaction coulombienne (traits pleins) : le moment \vec{q} transféré par l'interaction coulombienne introduit une asymétrie prononcée dans la direction x , mais, dans le référentiel du laboratoire, cet effet se réduit juste à un très faible élargissement des distributions.

L'étude du rôle joué par le mécanisme de réaction sur les distributions en moment détectées est également intéressante. Cet effet de distorsion du mécanisme de réaction est représenté dans la figure 4.23 pour deux fonctions d'ondes typiques s et d . Le mécanisme de réaction est ici considéré comme une coupure plane. Dans la direction k_z (b et d, figure 4.23), cette coupure plane a l'effet déjà bien connu de

réduction de la largeur de la distribution en moment avec une suppression de toutes les composantes de grand moment de la distribution intrinsèque. Les directions k_z et k_y sont complètement équivalentes. En ce qui concerne la direction k_x , l'effet du mécanisme de réaction est plus compliqué. Pour une fonction d'onde s peu liée (a), il se traduit par un élargissement de la distribution en moment et une déformation asymétrique introduite par l'interaction coulombienne. Par contre, avec une fonction d'onde d plus liée, nous observons une modification complète de la forme de la distribution.

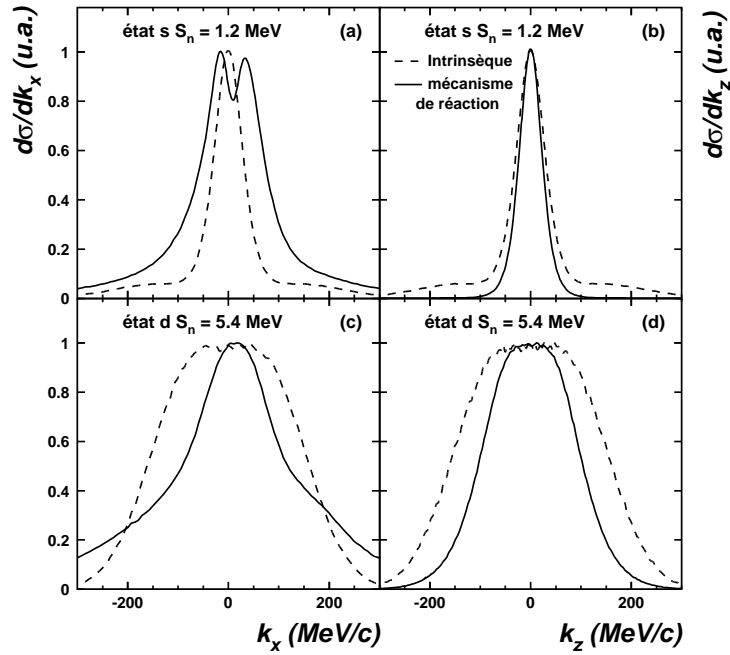


Figure 4.23: Effets du mécanisme de réaction sur les distributions en moment intrinsèque (coupure plane dans la fonction d'onde), calculs effectués pour un noyau de ^{15}C (état s) et de ^{19}N (état d) avec une cible de C.

4.3.3.5 Comparaison aux données

Après avoir présenté les principaux développements théoriques de cette approche basée sur l'approximation soudaine, nous allons dans cette partie discuter des résultats obtenus avec ce modèle et de sa comparaison à nos données.

La structure du projectile est calculée de la même manière que précédemment. Les paramètres de ce modèle sont les rayons du cœur et de la cible, $R_{\text{cœur}}$ et R_{cible} et les paramètres définissant la géométrie du potentiel Woods-Saxon utilisés pour le calcul des fonctions d'onde uni-particules, soit son rayon r_{ws} et sa diffusivité a_{ws} .

Le rayon de la cible de C a été fixé à $R_{cible} = 1.15A^{1/3} = 2.63 fm$. Pour estimer le rayon de chaque cœur, nous avons utilisé une formule dérivée du modèle de la goutte liquide et obtenue à partir des valeurs existantes des rayons de noyaux mesurés par diffusion d'électrons [Vis00] :

$$R_c = x_1 A_c^{1/3} (1 + x_2 A_c^{-2/3} + x_3 A_c^{-4/3})$$

avec $x_1 = 1.17$, $x_2 = 1.22$ et $x_3 = -0.12$.

Le rayon du potentiel Woods-Saxon a été calculé à partir de la même formule et sa diffusivité a été choisie à $a_{ws} = 0.5 fm$. Enfin, le paramètre d'impact minimum est défini comme $b_{min} = R_{cœur} + R_{cible}$ et supposé constant quelque soit l'état excité du cœur considéré. Le paramètre d'impact maximum a été fixé quant à lui à $b_{max} = 50 fm$. Le choix d'une valeur de b_{max} supérieure à 50 fm n'a aucune incidence sur le résultat du calcul. Seulement pour les noyaux de ^{14}B et ^{15}C , les plus faiblement liés de notre série, nous avons choisi des paramètres différents, $b_{min} = 6 fm$, $a_{ws} = 0.5 fm$, nécessaires pour mieux reproduire les sections efficaces expérimentales. Les paramètres précédents conduisent en effet à une section efficace trop grande pour ces deux noyaux. Pour ces noyaux dont l'extension spatiale de la fonction d'onde du neutron de valence est importante, l'hypothèse d'une coupure franche devient peut-être moins réaliste, la cible étant alors plus petite que l'extension spatiale de la fonction d'onde. L'hypothèse d'une blessure cylindrique causée par la cible serait donc plus appropriée dans ce cas. Les facteurs spectroscopiques utilisés sont les mêmes que lors de l'étude des modèles de type Glauber et de Hansen. De même, les sections efficaces et les distributions en moment sont calculées séparément pour chaque configuration $I_c^\pi \otimes nlj$.

Les sections efficaces calculées avec ces différents paramètres, en considérant une coupure plane, sont présentées sur la figure 4.24. Nous pouvons observer le bon accord de ces calculs avec les valeurs expérimentales. Si nous considérons maintenant une coupure cylindrique, en conservant les mêmes valeurs de paramètres, nous observons (figure 4.25) que les sections efficaces calculées dans ce cas sont plus faibles qu'avec une coupure plane. Ceci s'explique très simplement par la réduction spatiale de la blessure entre ces deux cas.

De même qu'avec le modèle de Glauber présenté précédemment, nous avons observé ici que les sections efficaces sont très sensibles à la valeur des facteurs spectroscopiques, à la géométrie du potentiel Woods-Saxon et à la valeur des rayons du cœur et de la cible utilisés dans la détermination de b_{min} .

En ce qui concerne les distributions en moment parallèle, les résultats du calcul basé sur cette approximation soudaine sont présentés dans la figure 4.26. Les formes des distributions en moment sont ici très bien reproduites. Ainsi, dans la figure 4.27 nous comparons les distributions obtenues avec ce modèle et celles obtenues avec celui de type Glauber. Les distributions obtenues sont moins larges que celles données par le calcul Glauber et elles sont plus en accord avec les distributions expérimentales. Les contributions séparées d'absorption et de diffraction sont également représentées sur cette figure. Ici, la composante appelée diffraction+Coulomb contient à la fois la partie diffractive nucléaire et la dissociation coulombienne (calculée en

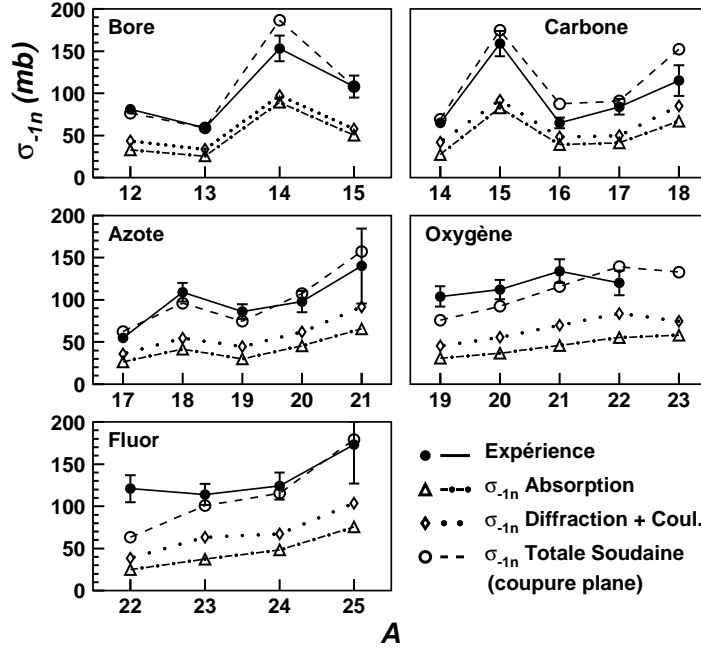


Figure 4.24: Comparaison des sections efficaces de perte d'un neutron calculées dans le cadre du modèle de l'approximation soudaine avec une coupure plane aux données obtenues avec une cible de C.

même temps), contrairement aux calculs de type Glauber où ces deux contributions étaient calculées et présentées séparément. De plus, dans le calcul avec l'approximation soudaine, l'interférence entre les composantes nucléaires et coulombiennes est prise en compte. Nous remarquons alors que la somme des composantes de diffraction et de dissociation coulombienne est plus grande que l'absorption. Par contre, si nous calculons séparément la partie de diffraction nucléaire (en éliminant la contribution coulombienne), nous constatons qu'elle est toujours légèrement inférieure à la composante d'absorption, en accord avec la formulation originelle de Glauber [Gla55].

Après avoir constaté que ce modèle donnait de bons résultats pour le calcul des distributions en moment parallèle et des sections efficaces, examinons maintenant le cas des distributions en moment transverse. Ces distributions sont obtenues à partir du calcul de la distribution en moment en trois dimensions. Les temps de calcul nécessaires sont donc beaucoup plus grands. C'est pourquoi nous n'avons fait ces calculs que pour quatre noyaux considérés comme typiques. Il s'agit des noyaux de ^{14}B et ^{15}C qui possèdent une fonction d'onde très majoritairement s et une faible énergie de liaison, du ^{16}C , choisi car il possède un mélange en quantités égale d'onde s et d , et enfin l' ^{19}N qui a lui une fonction d'onde purement d et une

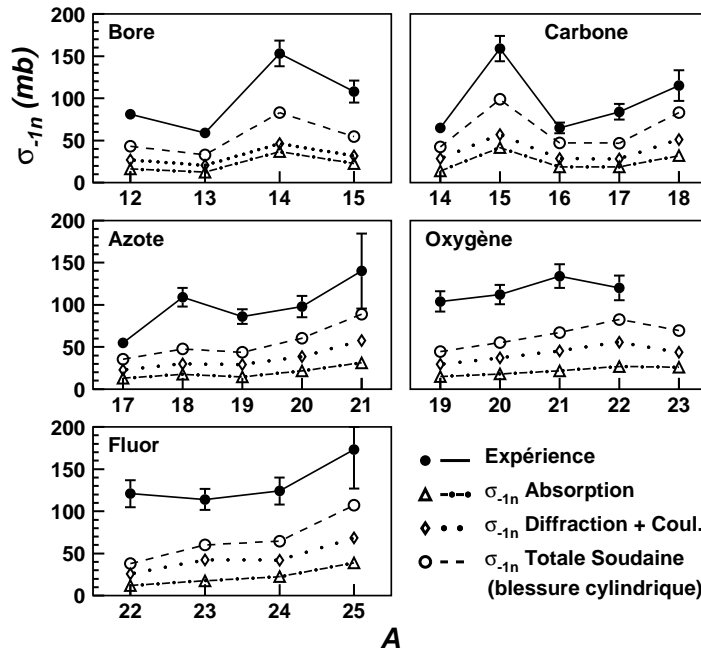


Figure 4.25: Comparaison des sections efficaces de perte d'un neutron calculées dans le cadre du modèle de l'approximation soudaine avec une blessure cylindrique aux données obtenues avec une cible de C.

grande énergie de liaison (5.33 MeV). Les résultats concernant les distributions en moment transverse de ces noyaux sont donnés dans la figure 4.28. Tous les effets expérimentaux d'élargissement (résolution des détecteurs et diffusions multiples dans la cible) décrits dans le paragraphe 3.1.3.3 ont été pris en compte dans les distributions calculées par l'intermédiaire d'une simulation Monte-Carlo. Nous pouvons voir que la largeur de ces distributions est bien reproduite par le calcul, pour ces quatre cas de structures différentes. Nous constatons donc que l'élargissement de ces distributions transverses par rapport aux distributions parallèles est complètement décrit par le calcul. Il s'explique par l'effet de la coupure plane sur la distribution en moment intrinsèque, comme discuté plus haut (figure 4.23). L'effet de déflexion du cœur par la cible de carbone, comme proposé par Van Bibber [Bib79] pour expliquer l'élargissement des distributions transverses, semble donc être très faible.

Sur cette figure nous avons également représenté l'effet de l'acceptance transverse limitée de notre spectromètre, qui se traduit par une coupure des distributions en moment transverse aux alentours de ± 200 MeV/c. La ligne en tirets représente la distribution en moment totale, avant la détection par le spectromètre. La ligne pleine correspond à la distribution détectée, coupée par le spectromètre. Nous voyons que cette distribution est en bon accord avec la distribution expérimentale, ce qui indique

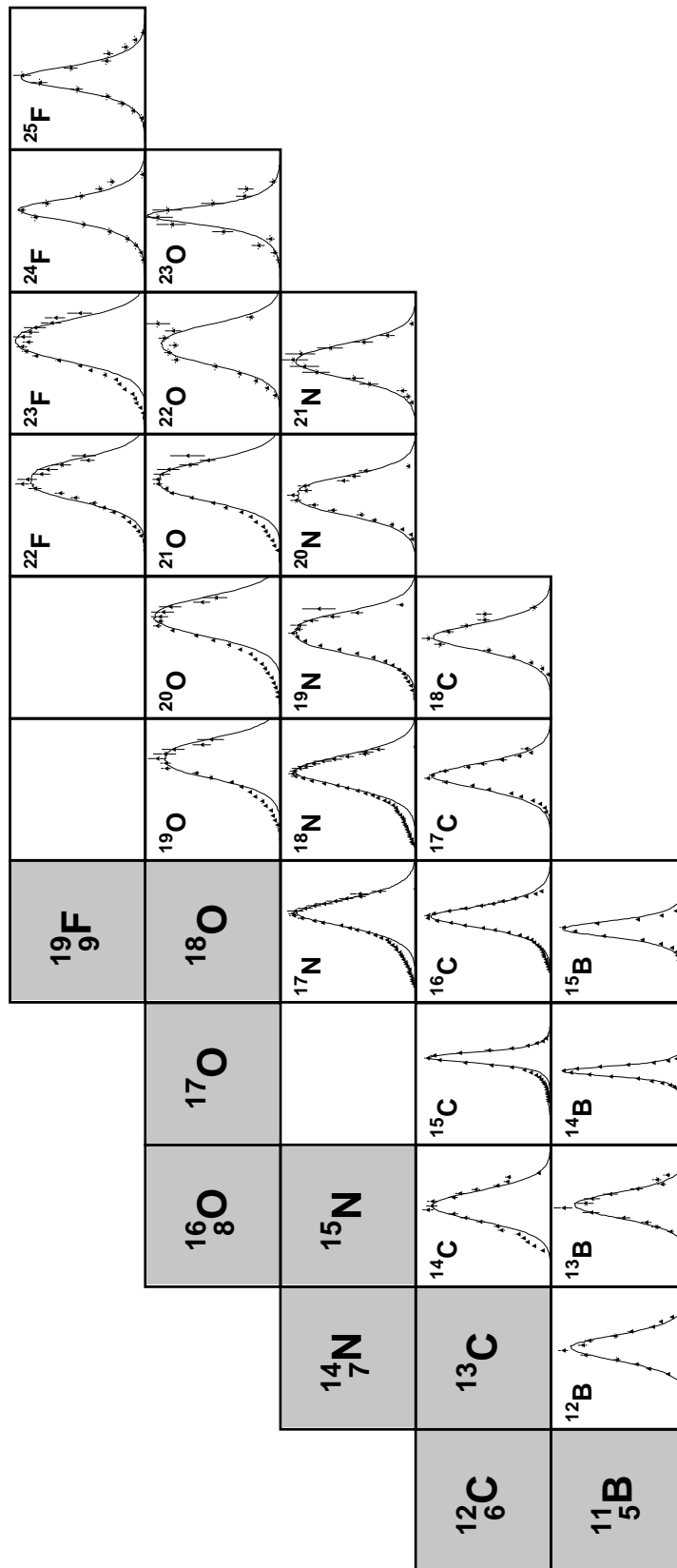


Figure 4.26: Distributions en moment parallèle mesurées sur cible de C comparées aux calculs effectués avec le modèle de l'approximation soudaine (ligne). Les distributions calculées ont été renormalisées aux données.

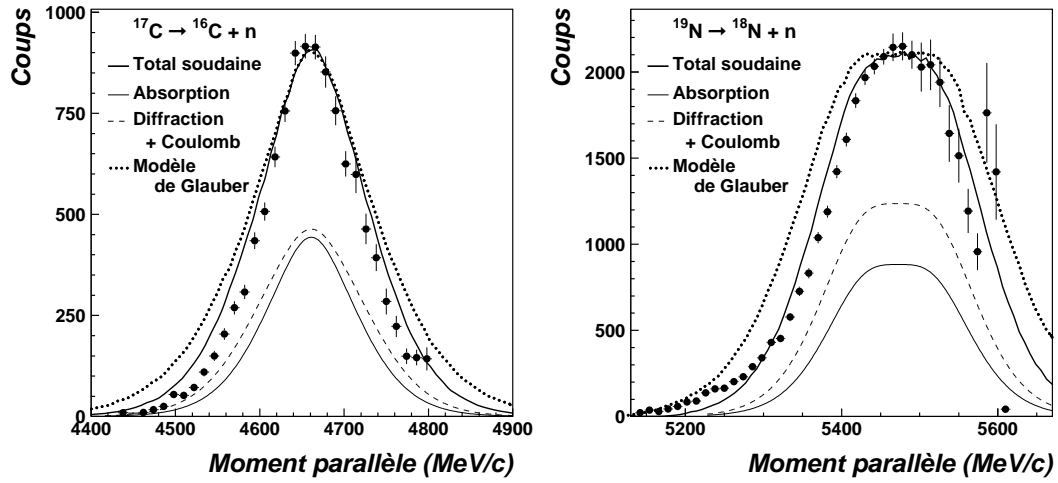


Figure 4.27: Exemples de distributions calculées avec le modèle de l'approximation soudaine (cible de C). Les distributions calculées ont été renormalisées aux données.

la validité de notre simulation Monte-Carlo pour décrire les effets expérimentaux. Nous remarquons que la coupure des distributions n'est pas franche mais plutôt diffuse. Ceci est dû à la distribution en angle des particules incidentes, combinée à l'extension spatiale importante du faisceau secondaire (voir annexe A).

Les distributions en moment transverse sont représentées dans la figure 4.29. Dans ce cas, les distributions expérimentales et calculées sont également en bon accord.

4.3.3.6 Les distributions en moment transverse comme outil spectroscopique

Les distributions en moment transverse, bien que plus difficile à mesurer expérimentalement, peuvent également être utilisées de la même manière que les distributions parallèles (voir paragraphe 4.3.2.5) pour extraire des informations spectroscopiques. Bien que l'action du mécanisme de réaction soit différente sur ces distributions transverses et conduise à un élargissement de ces distributions par rapport à la distribution en moment intrinsèque au lieu d'un rétrécissement pour les distributions parallèles (voir figure 4.23), ces distributions transverses sont également sensibles à la structure du projectile. Comme exemple de cette sensibilité, nous avons considéré le cas du ^{17}C et calculé la distribution en moment transverse du ^{16}C pour les trois J^π possibles pour le fondamental du ^{17}C . Les résultats de ces calculs sont présentés dans la figure 4.30. Les distributions calculées ont été normalisées aux données. Nous constatons que les trois distributions obtenues pour chaque cas ont une forme et une largeur différente. La distribution correspondant à un état fondamental $3/2^+$ pour le ^{17}C est alors la mieux en accord avec la distribution mesurée.

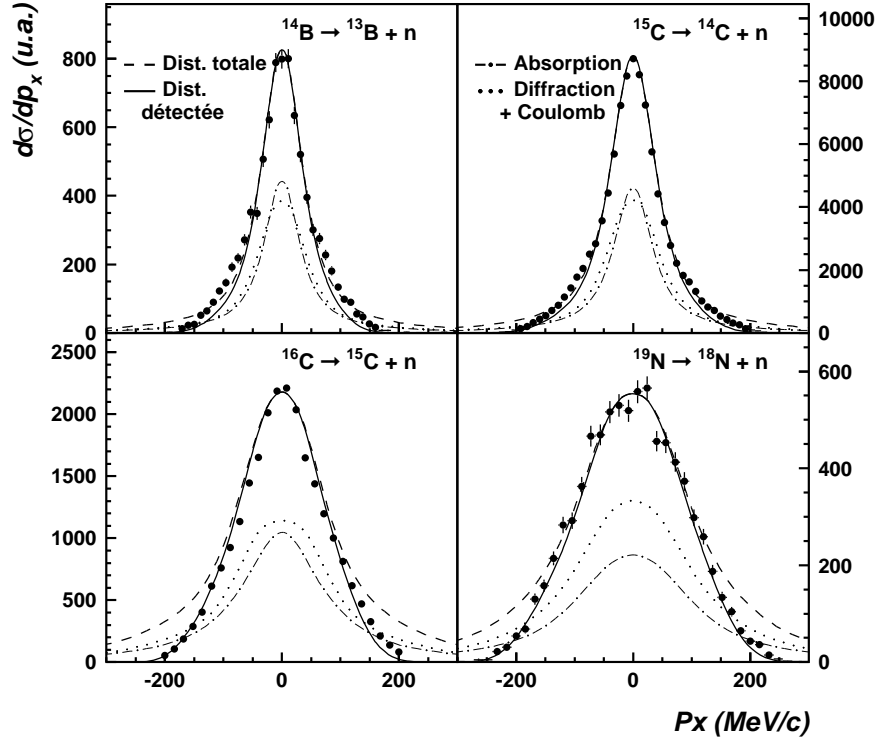


Figure 4.28: Distributions en moment transverse (p_x) calculées avec le modèle de l'approximation soudaine (cible de C). Les distributions calculées ont été renormalisées aux données et les effets d'élargissement expérimentaux ont été pris en compte.

4.3.3.7 Résumé et conclusions

Pour résumer notre étude concernant ce nouveau modèle proposé basé sur l'approximation soudaine, nous pouvons dire que, malgré le traitement simplifié du mécanisme de réaction par rapport aux calculs précédents de type Glauber, cette approche permet une très bonne description des distributions en moment et des sections efficaces de réaction.

De plus, en considérant une coupure plane causée par la cible dans la fonction d'onde du neutron de valence, ce modèle prédit des distributions en moment parallèle en meilleur accord avec les distributions expérimentales que celles obtenues avec une description de type Glauber. Les sections efficaces sont également très bien reproduites, même dans le cas de fonctions d'onde d . L'accord avec les sec-

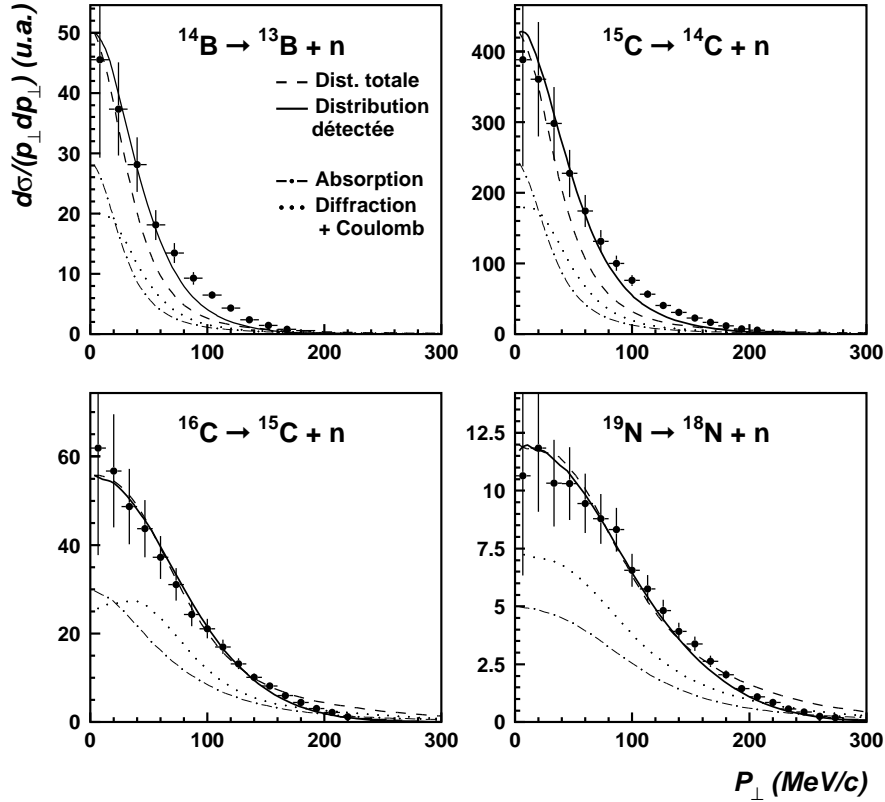


Figure 4.29: Distributions en moment perpendiculaire (p_{\perp}) calculées avec le modèle de l'approximation soudaine. Les distributions calculées ont été renormalisées aux données et les effets d'élargissement expérimentaux ont été pris en compte.

tions efficaces expérimentales semble d'ailleurs meilleur pour les noyaux plus liés, de fonction d'onde principalement d . Pour les noyaux dont l'extension spatiale de la fonction d'onde du neutron de valence est plus importante, les sections efficaces sont sur-estimées (^{14}B , ^{15}C) par l'hypothèse d'une coupure plane.

Enfin, ce traitement simplifié du mécanisme de réaction permet de calculer dans un temps raisonnable la distribution en moment en trois dimensions du cœur. Ceci nous a permis de calculer les distributions en moment transverse et parallèle. Ces distributions ont alors été trouvées en très bon accord avec les distributions expérimentales. L'élargissement des distributions transverses par rapport aux distributions parallèles s'explique ici uniquement par l'action du mécanisme de réaction.

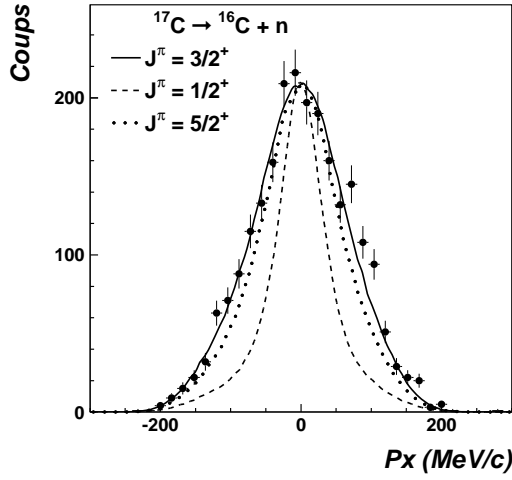


Figure 4.30: Distribution en moment transverse du ^{16}C résultant de la dissociation du ^{17}C sur cible de C. Les courbes correspondent aux distributions calculées dans le cadre de l'approximation soudaine, considérant les différents spin-parités possibles du ^{17}C . Ces calculs ont été renormalisés aux données.

4.3.4 Dissociation coulombienne

Dans les parties précédente, nous avons traité principalement les mécanismes d'origine nucléaire d'absorption ou de diffraction du neutron pour expliquer les données obtenues sur cible de carbone. Le modèle basé sur l'approximation soudaine discuté dans la partie précédente prend en compte la dissociation coulombienne mais celle-ci y est traitée de façon très simplifiée et seul le transfert de moment dans la direction transverse est considéré. Ceci peut conduire à une mauvaise estimation des sections efficaces de dissociation coulombienne. Or, sur cible de tantale, cette dernière devient importante et entre en compétition avec les mécanismes de dissociation d'origine nucléaire. Afin d'essayer d'expliquer les données obtenues sur cible de tantale, il nous faut donc disposer d'un modèle qui décrive la dissociation coulombienne.

Nous avons donc développé un modèle de dissociation coulombienne qui permet, à partir de formules analytiques relativement simples pour l'amplitude de dissociation, de calculer les distributions en moment du cœur, ainsi que les sections efficaces de dissociation. Nous avons utilisé pour ces calculs des fonctions d'onde réalistes (déterminées à partir d'un potentiel Woods-Saxon) pour le neutron de valence et de la même manière que pour les modèles précédents, nous calculons séparément les sections efficaces et les distributions en moment pour chaque configuration $I_c^\pi \otimes nlj$. Elles sont ensuite pondérées par les facteurs spectroscopiques et additionnées. Les formules ont été déterminées pour des transitions dipolaires et quadripolaires et pour des fonctions d'onde de moment angulaire $L=0, 1$ et 2 (ondes s, p et d). Notons ici le changement de notation par rapport aux parties précédentes : les nombres quantiques de la fonction d'onde du neutron de valence sont notés L et M , au lieu de l et m .

4.3.4.1 Amplitude de dissociation coulombienne

L'amplitude d'excitation coulombienne d'un projectile dans le champ intense d'une cible peut être exprimée en termes d'éléments de matrice de multipôle électrique, caractéristiques de la décroissance électromagnétique des états nucléaires. Si les distributions de charge des deux noyaux ne se recouvrent pas pendant la collision, la trajectoire relative des deux particules est une trajectoire de Rutherford classique. A très haute énergie, cette trajectoire peut être considérée comme une ligne droite et l'approximation eikonale au premier ordre doit donner des résultats raisonnables quant aux distributions en moment et aux sections efficaces intégrées.

Notre point de départ pour le calcul de l'amplitude de dissociation coulombienne $f_C(\vec{Q}, \vec{q})$ est le résultat obtenu par Bertulani et Baur [Ber88] dans une approximation eikonale du premier ordre (formellement équivalente à une approximation de Born du premier ordre). Cette amplitude s'écrit :

$$f_C(\vec{Q}, \vec{q}) = i \frac{Z_t \alpha}{\beta \gamma} k R^2 \sum_{lm} i^m \hat{l} \left(\frac{\omega}{c} \right)^l G_{Elm} \Phi_m(Q) \mathcal{M}(Elm) \quad (4.83)$$

où $\mathcal{M}(Elm)$ est l'élément de matrice pour la transition électrique de multipolarité (lm)

$$\mathcal{M}(Elm) = \sum_{j=1,2} Z_j \int \varphi_f^*(\vec{r}) r_j^l Y_{lm}(\hat{r}_j) \varphi_i(\vec{r}) d\vec{r} \quad (4.84)$$

et $\varphi_{i(f)}$ est l'état initial (et final) du projectile. Ceci correspond à la limite pour les grandes ondes de l'opérateur de transition écrit en fonction des coordonnées des groupes $\vec{r}_j (j = 1, 2)$. Les deux groupes sont caractérisés par leur masse m_j , leur charge Z_j et leur moment associé \vec{k}_j . Le mouvement relatif des groupes sortants peut être décrit en fonction du moment relatif

$$\vec{q} = \frac{(m_2 \vec{k}_1 - m_1 \vec{k}_2)}{(m_1 + m_2)}$$

Alors, la différence de moment lors de la diffusion (\vec{Q}) est donnée par $Q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$, où θ est l'angle de diffusion dans le centre de masse et k est le moment incident dans le centre de masse également. Les autres notations de la formule (4.83) sont : Z_t , la charge de la cible, β la vitesse du projectile en unité de c , γ le facteur de Lorentz, α la constante de structure fine et R le rayon d'interaction.

L'énergie d'excitation, c'est-à-dire la somme (absolue) de l'énergie de liaison et de l'énergie cinétique des groupes séparés s'écrit

$$\hbar\omega = \varepsilon + E_q = \varepsilon + \frac{\hbar^2 q^2}{2\mu}$$

Les fonctions $G_{Elm} = i^{l+m} \overline{G}(\beta, \gamma)$ sont les fonctions relativistes définies par Adler et Winter [Win79]. Les fonctions sans dimension $\Phi_m(Q)$, également définies dans les références [Ber88, Win79], contiennent l'information concernant le mécanisme de réaction

$$\Phi_m(Q) = \int_1^\infty J_m(QRx) K_m\left(\frac{\omega Rx}{c\gamma\beta}\right) x dx$$

avec les notations standard des fonctions de Bessel.

Les éléments de la matrice de transition (4.84) sont calculés en utilisant, pour l'état fondamental, des fonctions d'ondes $\varphi_i(\vec{r})$ dérivées du modèle en couches.

$$\varphi_i(\vec{r}) = \mathcal{R}_L(r) Y_{LM}(\hat{r}) \quad (4.85)$$

$\mathcal{R}_L(r)$ est la partie radiale de la fonction d'onde, calculée à partir d'un potentiel Woods-Saxon, et \hat{r} fait ici référence aux coordonnées angulaires du vecteur \vec{r} .

Si les interactions dans l'état final sont négligées, le continuum peut être considéré sans structure et nous pouvons prendre une onde plane comme fonction d'onde de l'état final. Ceci est une bonne approximation pour de faibles énergies d'excitation. Bertulani et Baur [Ber88] ont employé une onde plane modifiée afin de préserver l'orthogonalité avec l'état fondamental. Cependant, cette correction reste inefficace si nous considérons des transitions dipolaires ou d'ordre supérieur, car, dans cette procédure, seules les composantes s sont orthogonalisées.

Avec les approximations énoncées ci-dessus, les éléments de matrice (4.84) sont donnés par :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(Elm) &= [Z_1 \zeta_1^l - (-)^l Z_2 \zeta_2^l] \int d\vec{r} e^{-i\vec{q}\vec{r}} r^l Y_{lm}(\hat{r}) \mathcal{R}_L(r) Y_{LM}(\hat{r}) \\ &= \sqrt{4\pi} Z_l^{eff} \hat{l} \hat{L} \sum_{\lambda\nu} i^{-\lambda} \hat{\lambda}^{-1} Y_{\lambda\nu}(\hat{q}) C_{000}^{Ll\lambda} C_{Mm\nu}^{Ll\lambda} \int_0^\infty r^2 dr r^l j_\lambda(qr) \mathcal{R}_L(r) \end{aligned} \quad (4.86)$$

avec la notation pour la charge effective $\zeta_{1(2)} = m_{2(1)}/(m_1 + m_2)$.

Par la suite, l'intégrale radiale présente dans (4.86) sera notée $I_{Ll\lambda}(q)$

$$I_{Ll\lambda}(q) = \int_0^\infty r^2 dr r^l j_\lambda(qr) \mathcal{R}_L(r) \quad (4.87)$$

Cette intégrale est calculée par intégration numérique de la partie radiale de la fonction d'onde $\mathcal{R}_L(r)$.

Comme l'orientation des spins n'est pas spécifiée, la section efficace différentielle pour l'excitation coulombienne est obtenue en faisant la moyenne de l'amplitude coulombienne sur les projections du moment magnétique :

$$d^4\sigma = \hat{L}^{-1} \sum_M |f_C(\vec{Q}, \vec{q})|^2 \frac{d\vec{q} Q dQ}{(2\pi)^2 k^2} \quad (4.88)$$

La principale contribution dans (4.88) est donnée par les transitions dipolaires (E1) et quadripolaires (E2). Nous n'incluons donc dans nos calculs que les termes avec $l=1$ et 2.

4.3.4.2 Distributions en moment pour la dissociation coulombienne

Même en effectuant quelques approximations grossières, l'intégration de l'équation (4.88) est numériquement très difficile, à cause de la faible convergence de l'intégrande. Considérons par exemple l'intégrale suivante, qui apparaît dans l'équation (4.88) :

$$f_{m_1 m_2}(\xi) = 2R^2 \xi^2 \int_0^\infty Q dQ \Phi_{m_1}^*(Q, \xi) \Phi_{m_2}(Q, \xi) \quad (4.89)$$

où

$$\xi = \frac{\omega R}{\gamma v} = \frac{\omega}{c} \frac{R}{\beta \gamma}$$

ξ est le paramètre d'adiabaticité, défini en fonction de l'énergie d'excitation ($\hbar\omega$) et R est le paramètre d'impact minimum donné par :

$$R = R_p + R_t + \frac{\pi Z_p Z_t e^2}{4E_{lab} \gamma}$$

expression qui inclue une correction due à la déviation de la trajectoire par rapport à la ligne droite [Win79].

La fonction (4.89) est obtenue en général par intégration numérique, excepté pour le terme diagonal qui possède une expression analytique simple. Cependant, il est possible, et plus profitable, d'effectuer d'abord l'intégration du moment relatif sur l'angle azimutal ϕ

$$d\vec{q} = q^2 dq \sin \theta d\theta d\phi$$

Cette intégration sélectionne automatiquement uniquement le terme diagonal de (4.89) et

$$f_{mm} = \overline{K}_m(\xi)$$

avec les fonctions \overline{K} données par les expressions :

$$\begin{aligned} \overline{K}_0(\xi) &= (K_1^2 - K_0^2) \\ \overline{K}_1(\xi) &= \frac{2}{\xi} K_0 K_1 - \xi^2 (K_1^2 - K_0^2) \\ \overline{K}_2(\xi) &= \frac{4}{\xi^2} K_1^2 + (K_1^2 - K_0^2) \end{aligned}$$

où K_m sont les fonctions de Bessel modifiées de première espèce et où $\overline{K}_{-m} = \overline{K}_m$.

Après quelques calculs, nous obtenons l'expression suivante pour la section efficace différentielle :

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma}{q^2 dq \sin \theta d\theta} &= \frac{Z_t^2 \alpha^2}{\sqrt{4\pi}} \sum (-)^{L+m} (-)^{\frac{\lambda_2 - \lambda_1 + l_1 - l_2}{2}} \hat{l}_1^2 \hat{l}_2^2 \hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}_2 \hat{S}^{-1} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{l_1-1} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{l_2-1} \\
&\times Z_{l_1}^{eff} Z_{l_2}^{eff} \overline{G}_{l_1 m} \overline{G}_{l_2 m} \overline{K}_m(\xi) \\
&\times I_{L l_1 \lambda_1}(q) I_{L l_2 \lambda_2}(q) C_{000}^{L l_1 \lambda_1} C_{000}^{L l_2 \lambda_2} C_{000}^{\lambda_1 \lambda_2 S} C_{m-m0}^{l_1 l_2 S} \\
&\left\{ \begin{matrix} S & l_1 & l_2 \\ L & \lambda_2 & \lambda_1 \end{matrix} \right\} \overline{Y}_{S0}(\hat{q})
\end{aligned} \tag{4.90}$$

La sommation s'effectue sur tous les nombres quantiques, sauf L . La dépendance angulaire de la section efficace est donnée par les fonctions \overline{Y}_{S0} qui sont les harmoniques sphériques standards, définies sans le facteur de phase $e^{im\phi}$ (la variable ϕ est déjà intégrée). Les règles de sélection sont contenues dans les coefficients de Clebsch-Gordan et les symboles $6j$. La dépendance en énergie du mécanisme de réaction est contrôlée par les fonctions \overline{G} et \overline{K} .

Cependant, l'importance de la section efficace, pour une transition de multipolarité donnée, est principalement déterminée par la charge effective. Si les groupes ont le même rapport charge/masse, la section efficace de la transition dipolaire disparaît dans cette approximation. Ceci se comprend facilement à partir d'arguments classiques. En effet, dans ce cas, le champ dipolaire pousse les deux groupes avec la même accélération dans la même direction et n'amène pas à leur dissociation. Ceci est la conséquence de l'hypothèse d'une structure en groupes bien définis du projectile. Dans les cas réels, nous constatons expérimentalement une suppression appréciable de la composante E1, mais pas complètement.

Il est possible de calculer analytiquement la formule (4.90) et d'en déduire une expression explicite simple. Nous avons effectué ce calcul pour les cas $L=0, 1$ et 2 (correspondant à des fonctions d'onde s, p et d), à l'aide du logiciel MAPLE [Hec93]. Les formules obtenues sont données dans l'annexe E.

A partir de ces formules analytiques, nous pouvons calculer facilement, par intégrations numériques, diverses observables comme la section efficace totale, les distributions en moment (parallèle et transverse) du cœur ou encore l'énergie d'excitation du projectile.

Plus spécifiquement, pour le calcul des distributions en moment, il nous faut effectuer un changement de variables comme suit :

$$d\vec{q} = dq_x dq_y dq_z = 2\pi q^2 dq \sin \theta d\theta = 2\pi q_r dq_r dq_z$$

La distribution en moment transverse est obtenue en intégrant sur le moment parallèle :

$$\frac{d\sigma}{q_r dq_r} = \int_{-\infty}^{\infty} dq_z \sum_{\alpha, S} A_S^\alpha(q) \overline{Y}_{S0} \left(\frac{q_z}{q} \right) = 2 \sum_{\alpha, S=\text{pair}} \int_0^\infty A_S^\alpha(q) \overline{Y}_{S0} \left(\frac{q_z}{q} \right) dq_z$$

où nous avons utilisé une notation simplifiée pour la section efficace (4.90) et où $q^2 = q_r^2 + q_z^2$, $\cos \theta = q_z/q$, $\sin \theta = q_r/q$, α faisant référence à tous les indices de

sommatation apparaissant dans (4.90) différents de S. Il n'y a pas de terme d'asymétrie E1E2 dans la distribution en moment transverse car le terme d'interférence dans l'équation (4.90) contient seulement des valeurs S impaires.

Par la même méthode, nous pouvons voir que la distribution en moment parallèle prend la forme :

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dq_z}(q_z > 0) &= \sum_{\alpha, S} \int_{q_z}^{\infty} A_s^{\alpha}(q) \bar{Y}_{S0} \left(\frac{q_z}{q} \right) q dq \\ \frac{d\sigma}{dq_z}(q_z < 0) &= \sum_{\alpha, S} \int_{|q_z|}^{\infty} (-)^S A_s^{\alpha}(q) \bar{Y}_{S0} \left(\frac{q_z}{q} \right) q dq\end{aligned}$$

Ceci conduit immédiatement à

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_{E1,E2}}{dq_z}(q_z < 0) &= \frac{d\sigma_{E1,E2}}{dq_z}(q_z > 0) \\ \frac{d\sigma_{E1E2}}{dq_z}(q_z < 0) &= - \frac{d\sigma_{E1E2}}{dq_z}(q_z > 0)\end{aligned}$$

A partir de la relation ci-dessus, nous pouvons remarquer que la perte d'information (concernant le terme d'interférence E1E2), inhérente à une intégration sur toutes les variables, peut être partiellement compensée en mesurant la distribution en moment parallèle. Les distributions des composantes E1 et E2 sont symétriques. L'asymétrie de la distribution totale est introduite par le terme d'interférence E1E2, comme nous pouvons le constater sur la figure 4.31.

Dans notre cas, seule la distribution en moment du cœur est mesurée. Les calculs effectués nous donnent la distribution en moment relatif des deux fragments (cœur + neutron). Il nous faut donc transformer cette fonction en une fonction du moment du fragment. Ceci se fait simplement dans le référentiel du centre de masse du projectile en prenant en compte la conservation du moment :

$$\vec{q} = \zeta_1 \vec{q}_1 - \zeta_2 \vec{q}_2$$

$$\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = 0$$

alors

$$\frac{d\sigma}{dq_{z1}} = \int dq_z dq_{z2} f(q_z) \delta(q_z - \beta_1 q_{z1} + \beta_2 q_{z2}) \delta(q_{z1} + q_{z2}) = f(q_{z1})$$

où f est une notation générique pour la distribution en moment théorique. Pour l'autre fragment, la formule est identique.

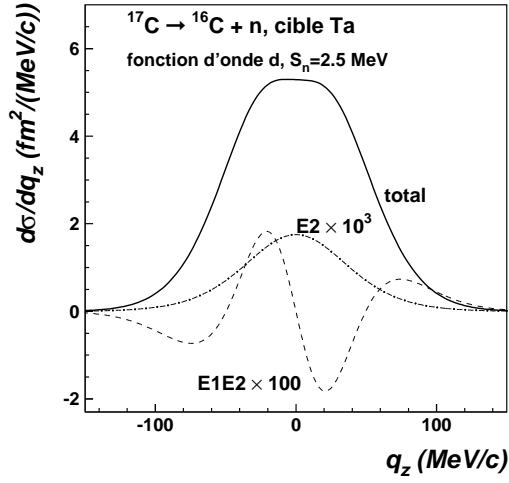


Figure 4.31: Distributions en moment parallèle du cœur lors de la dissociation du ^{17}C sur cible de Ta. Les distributions des contributions E2 et E1E2 sont représentées séparément. La distribution de la contribution E1, presque confondue avec la distribution totale n'a pas été représentée. Le calcul a été effectué en considérant uniquement une fonction d'onde d liée par 2.5 MeV pour le neutron de valence (pour un noyau de ^{17}C).

4.3.4.3 Comparaison aux données : p_{\parallel} et σ_{-1n}

Considérons tout d'abord les sections efficaces calculées par nos modèles pour la cible de Ta. Dans la figure 4.32, nous comparons l'importance des différentes contributions nucléaires et coulombiennes sur la cible de Ta. Ces calculs ont été effectués avec le modèle de Glauber pour la partie nucléaire et avec le modèle de dissociation coulombienne. L'interférence Coulomb-nucléaire n'est donc pas prise en compte ici. Nous pouvons observer que la contribution coulombienne est uniquement dominante dans le cas des noyaux de ^{14}B et de ^{15}C , c'est-à-dire dans le cas d'états s avec une faible énergie de liaison. Pour tous les autres noyaux, la section efficace coulombienne est inférieure à celle de dissociation nucléaire, et ceci plus particulièrement pour les isotopes d'azote du fait de leur grande énergie de liaison.

Si nous étudions maintenant la décomposition de la section efficace nucléaire en parties d'absorption et de diffraction (figure 4.33), nous constatons que, selon nos calculs, la partie diffractive est la plus importante et compte pour environ 2/3 de la section nucléaire totale. Par comparaison, sur la cible de carbone, la section efficace de diffraction était inférieure à celle d'absorption (voir figure 4.14). En commentaire, nous devons ici rappeler que des données expérimentales existent uniquement pour la section totale de réaction n-Ta et aucune pour les sections élastique ou de réaction. Il est donc difficile de tester la validité de notre calcul eikonal concernant les proportions relatives de sections efficace d'absorption et de diffraction (voir paragraphe 4.3.2.3).

Expérimentalement, nous avons vu que l'acceptance transverse de SPEG était insuffisante pour détecter l'ensemble des événements (voir paragraphe 3.2.2). Par conséquent, nous ne pouvons pas évaluer la section efficace totale de perte d'un neutron sur cette cible de Ta. Cependant, grâce à la factorisation des sections efficaces d'interaction, $\sigma_I(A) = \sigma_I(A-1) + \sigma_{-1n}$, nous pouvons essayer d'estimer la section efficace nucléaire sur la cible de Ta à partir de nos mesures sur la cible de C. Elles

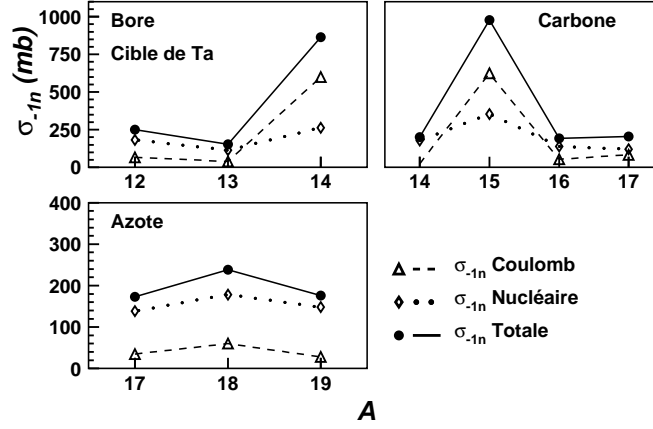


Figure 4.32: Sections efficaces σ_{-1n} sur cible de Ta calculées avec le modèle de Glauber (partie nucléaire) et avec le modèle de dissociation coulombienne.

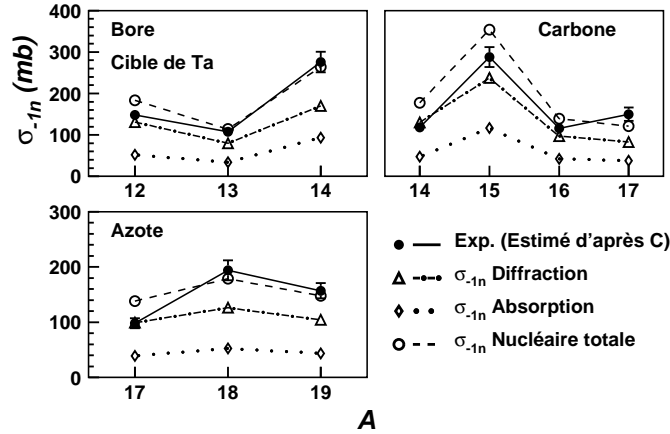


Figure 4.33: Différentes contributions à la section efficace de dissociation nucléaire sur cible de Ta, calculées à partir du modèle de Glauber.

sont alors données par les formules suivantes [Lab99] :

$$\pi(R_{proj} + R_{cible})^2 = \pi(R_{core} + R_{cible})^2 + (\sigma_{-1n})_{nucl} \quad (4.91)$$

et plus spécifiquement

$$(\sigma_{-1n})_{nucl}^{Ta} = \frac{(R_{proj} + R_{Ta})^2 - (R_{coeur} + R_{Ta})^2}{(R_{proj} + R_C)^2 - (R_{coeur} + R_C)^2} (\sigma_{-1n})_{nucl}^C \quad (4.92)$$

Les rayons des noyaux choisis sont $R_A = 1.2A^{1/3}$ pour les noyaux étudiés et la cible de C et $R_{Ta} = 1.355A^{1/3} - 0.365$ [Sat86] pour la cible de Ta. La paramétrisation de ces rayons n'a qu'une très faible incidence sur les valeurs des sections efficaces ainsi calculées. Nous constatons sur la figure 4.33 que les valeurs ainsi estimées sont en bon accord avec les calculs de type Glauber effectués.

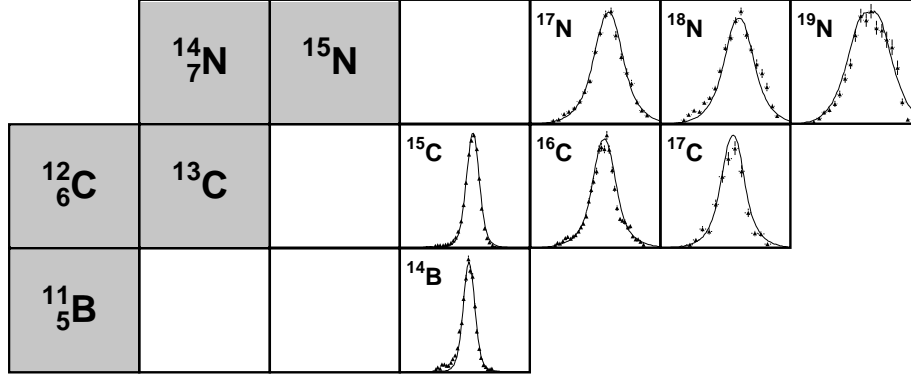


Figure 4.34: Distributions en moment parallèle sur cible de Ta calculées avec les modèles de Glauber et de dissociation coulombienne. Les distributions calculées ont été renormalisées aux données et les effets expérimentaux d'élargissement ont été pris en compte.

Passons maintenant à l'étude des distributions en moment sur la cible de Ta. Comme ces distributions sont mesurées aux angles avant, entre $\pm 2^\circ$, nous pouvons nous attendre à ce que ces distributions soient largement dominées par la dissociation coulombienne. Comme nous l'avons déjà vu, notre détection des événements de dissociation pour la cible de Ta étant incomplète, il nous est impossible d'extraire la section efficace totale et donc d'estimer les contributions relatives de dissociation nucléaire et coulombienne. Nous avons donc choisi d'effectuer un calcul complet des distributions en moment, incluant l'ensemble des contributions nucléaires et coulombienne. Les distributions ainsi calculées sont comparées aux données dans la figure 4.34 et nous constatons qu'elles sont en accord celles-ci, malgré l'hypothèse faite dans notre calcul d'une détection avec une acceptance complète.

Afin d'étudier plus en détail les raisons de cet accord, nous présentons séparément sur la figure 4.35 les distributions en moment pour la dissociation coulombienne et la dissociation nucléaire pour deux noyaux typiques. Dans le cas du ^{15}C , où le neutron de valence est dans un état s avec une faible énergie de liaison ($S_n=1.22$ MeV), les deux distributions nucléaire et coulombienne sont quasi identiques, malgré des mécanismes de réaction, et des calculs, différents. Ceci est un cas typique de coïncidence numérique, comme suggéré par Hansen [Han95a]. Mais, dans le cas de noyaux avec une fonction d'onde d , comme par exemple le ^{17}C et les isotopes d'azote, les distributions d'origine nucléaire et coulombienne ont des formes très différentes : la distribution coulombienne est plus étroite. Mais nous voyons aussi clairement sur

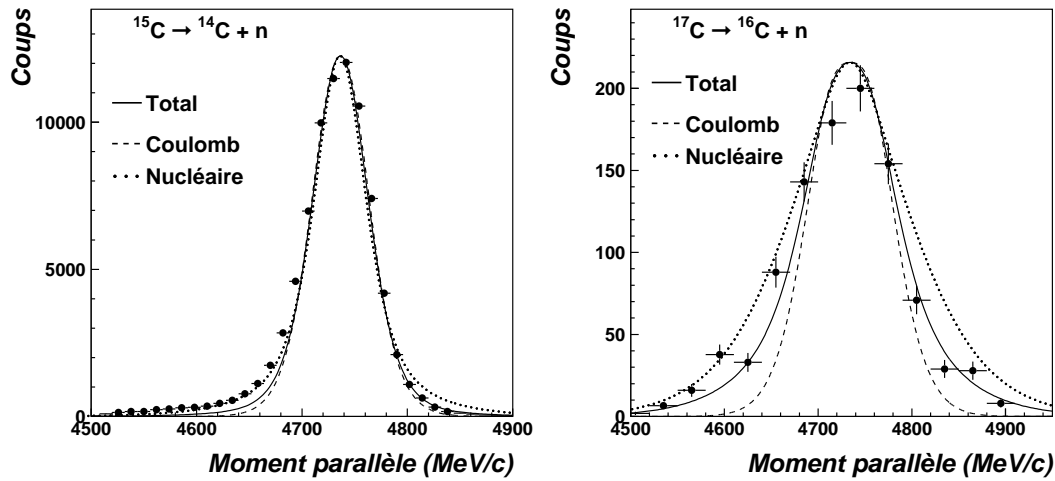


Figure 4.35: Exemples de distributions sur cible de Ta (partie nucléaire calculée avec le modèle de Glauber). Les courbes correspondant aux différentes contributions nucléaire (pointillés), coulombienne (tirets) et totale (trait plein) ont été re-normalisées à la hauteur de la distribution expérimentale pour comparer uniquement la forme des différentes distributions.

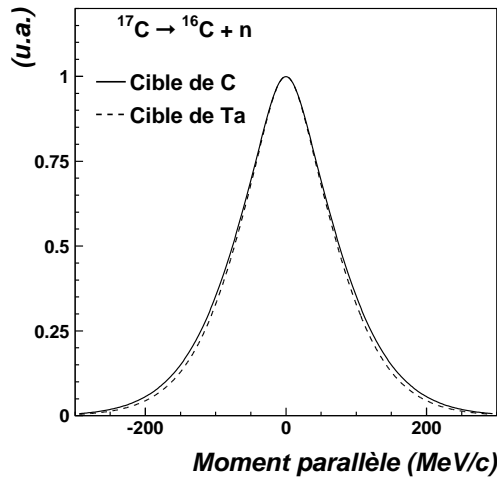


Figure 4.36: Distributions en moment parallèle résultant de la dissociation nucléaire (absorption et diffraction), calculées avec le modèle de Glauber pour le ^{17}C sur cible de C (traits pleins) et de Ta (tirets).

la figure 4.35 que nous avons besoin d'introduire une partie de dissociation nucléaire pour expliquer la largeur des distributions mesurées. Ainsi, même si notre mesure a été effectuée au voisinage de 0° , les événements observés ne semblent pas être d'origine purement coulombienne. L'angle d'effleurement dans le cas du ^{15}C sur une cible de Ta est par exemple de 1.4° dans le laboratoire, ainsi tous les ^{14}C émis à un angle inférieur devraient être d'origine purement coulombienne. Pour terminer cette discussion, nous pouvons également mentionner que les distributions en moment

nucléaires pour les deux cibles de C et de Ta sont très similaires (figure 4.36), malgré la nature (taille principalement) très différente des deux cibles. Ceci est dû aux fonctions de distorsion $D(s)$ calculées qui sont sensiblement les mêmes dans ces deux cas.

La combinaison de tous ces effets discutés plus haut nous apporte des éclaircissements concernant la faible influence de la nature de la cible sur la largeur des distributions en moment ayant été observée expérimentalement [Kel95, Orr97b]. En effet, ces mesures ont été réalisées sur des noyaux bien particuliers : des noyaux à halo dominés par une fonction d'onde s , et nous avons vu que, dans ce cas, les distributions en moment apparaissent très similaires, quelque soit le mécanisme de réaction considéré. Ainsi, d'autres études expérimentales, avec une détection transverse complète et en utilisant différentes cibles et des noyaux de structures bien différentes, pourraient permettre de séparer les influences respectives des différents mécanismes de réaction.

4.3.4.4 Comparaison aux données : p_x

Considérons maintenant le cas des distributions en moment transverse en prenant comme exemple le cas simple du ^{15}C . La fonction d'onde du neutron de valence de ce noyau est majoritairement s et sa faible énergie de liaison implique que la dissociation coulombienne est dominante sur la cible de Ta. Ceci simplifie les calculs de dissociation coulombienne et nous ne considérerons donc que la partie s de la fonction d'onde pour le calcul de la distribution en moment transverse. La figure 4.37 présente cette distribution en moment obtenue à partir de notre modèle de dissociation coulombienne (tirets). Les contributions nucléaires ne sont pas inclues ici, ainsi que les effets d'élargissement expérimentaux dus aux diffusions multiples dans la cible et à la résolution des détecteurs. Nous constatons alors que la largeur de cette distribution ($\sim 150 \text{ MeV}/c$) n'explique pas la très large distribution expérimentale (supérieure à $400 \text{ MeV}/c$).

Nous avons donc supposé que cet élargissement de la distribution expérimentale par rapport au calcul était due à une diffusion du cœur par la cible, après la dissociation. Afin de simplifier le calcul, nous n'avons pas pris en compte la diffusion du projectile par la cible avant la dissociation. Nous n'avons également considéré que la diffusion coulombienne du cœur sur la cible, sans aucun effet de diffusion d'origine nucléaire. Avec ces hypothèses, nous pouvons calculer l'angle de diffusion θ_{cm}^{coul} du cœur dans le centre de masse cœur-cible, en fonction de son paramètre d'impact b (diffusion de Rutherford) :

$$\tan \frac{\theta_{cm}^{coul}}{2} = \frac{k Z_{cœur} Z_{cible} e^2}{2 E_{cœur} b} \quad (4.93)$$

avec $k = 1/4\pi\epsilon_0$ la constante de Coulomb, $Z_{cœur}$ et Z_{cible} les charges respectives du cœur et de la cible et $E_{cœur}$ l'énergie cinétique du cœur.

L'angle de diffusion dans le référentiel du laboratoire est alors [Gla98] :

$$\tan \theta_{lab}^{coul} = \frac{\sin \theta_{cm}^{coul}}{\gamma \left(\cos \theta_{cm}^{coul} + \frac{\beta_{cm}}{\beta_{cœur}} \right)} \quad (4.94)$$

avec γ le facteur relativiste de Lorentz et $\beta_{cœur}$ et β_{cm} les vitesses du cœur et du centre de masse. Nous avons considéré une distribution de paramètre d'impact b donnée par notre calcul de dissociation coulombienne (proche d'une exponentielle décroissante) pour $b > b_{min} = R_{cœur} + R_{cible}$ et par une partie diffuse de type Woods-Saxon pour $b < b_{min}$. Les calculs ont été faits par une méthode Monte-Carlo.

Le résultat de la convolution de la distribution en moment initiale du cœur après dissociation (courbe en tirets, figure 4.37) par cet effet de diffusion, ainsi qu'avec les effets de diffusions multiples dans la cible et avec la résolution des détecteurs, correspond à la courbe en trait plein sur la figure 4.37. Nous constatons alors que l'effet d'élargissement est important et que cette courbe est beaucoup plus proche des données que la précédente. Il reste cependant un petit écart qui est peut être dû à des effets nucléaires, non considérés dans notre calcul. La distribution en paramètre d'impact utilisée, et principalement sa forme aux alentours de b_{min} influe également très fortement sur le résultat du calcul. Malheureusement, nous n'avons pas accès expérimentalement à cette région de la distribution en paramètre d'impact (correspondant à des angles de diffusion du cœur supérieurs à 2°).

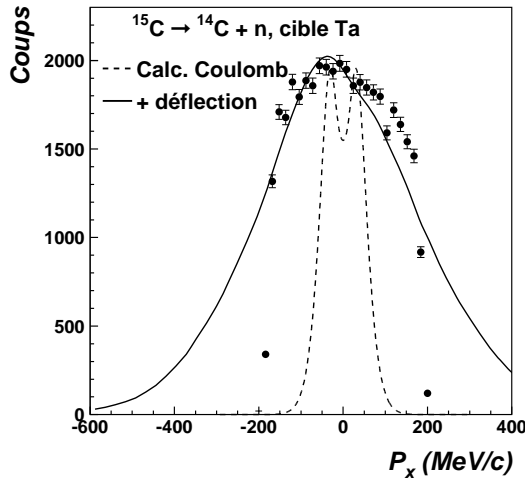


Figure 4.37: Distribution en moment transverse pour le ^{15}C . La distribution en tirets est le résultat d'un calcul de dissociation coulombienne et la courbe en trait continu correspond à l'hypothèse d'une déflexion coulombienne du cœur par la cible (pour les détails, voir le texte).

Ces effets de déflexion orbitale constatés sur cible lourde ne semblent cependant pas affecter la mesure des distributions en moment parallèle. Ainsi, dans le cas du ^{14}B , nous obtenons une distribution en moment transverse de même largeur (57 ± 2 MeV/c) que Guimarães *et al.* [Gui00] (59 ± 3 MeV/c), avec une acceptance en moment transverse plus limitée.

4.3.4.5 Application de l'approximation soudaine à la cible de Ta

Notre modèle basé sur l'approximation soudaine peut également être utilisé en considérant une cible lourde de Ta. Cependant, dans ce cas, l'approximation importante faite pour le calcul de la partie coulombienne dans ce modèle n'est plus valable quand le produit $Z_1 Z_2$ est grand [Ann94]. Les sections efficaces dues à cette contribution coulombienne ne sont plus correctes et les valeurs données par le modèle sont beaucoup trop grandes (~ 2500 mb pour la diffraction et la dissociation coulombienne additionnées pour le ^{15}C). Mais, il est possible de supprimer cette contribution coulombienne et de n'utiliser ce modèle que pour le calcul des sections efficaces, et des distributions en moment, pour la partie nucléaire (absorption et diffraction). La partie coulombienne est alors calculée par le modèle plus complet de dissociation coulombienne présenté précédemment. Les distributions en moment ainsi calculées sont présentées dans la figure 4.38. Nous constatons qu'elles sont également en bon accord avec les distributions expérimentales. La figure 4.39 montre deux exemples de ces distributions calculées pour le ^{15}C et le ^{17}C avec les contributions nucléaires et coulombiennes représentées séparément. Dans cette figure, la distribution totale calculée a été renormalisée aux données.

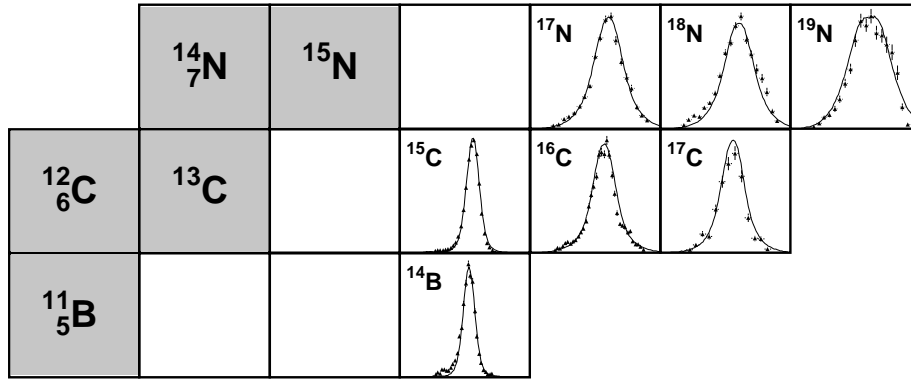


Figure 4.38: Distributions en moment parallèle sur cible de Ta calculées avec les modèles de l'approximation soudaine et de dissociation coulombienne. Les distributions calculées ont été renormalisées aux données et les effets expérimentaux d'élargissement ont été pris en compte.

Les sections efficaces nucléaires calculées avec ce modèle de l'approximation soudaine sur cible de Ta sont présentées sur la figure 4.40 et sont comparées aux sections efficaces estimées expérimentalement à partir des mesures sur cible de C (voir plus haut). Nous constatons que les sections efficaces calculées sont en accord avec les valeurs estimées pour les isotopes de bore et de carbone. En revanche, dans le cas des isotopes d'azote, dont le neutron de valence se trouve principalement dans une orbitale d , ces sections efficaces sont sous-estimées. Nous remarquons également que, dans tous les cas, les contributions relatives d'absorption et de diffraction sont égales, contrairement au calcul de type Glauber où la diffraction apparaissait dominante.

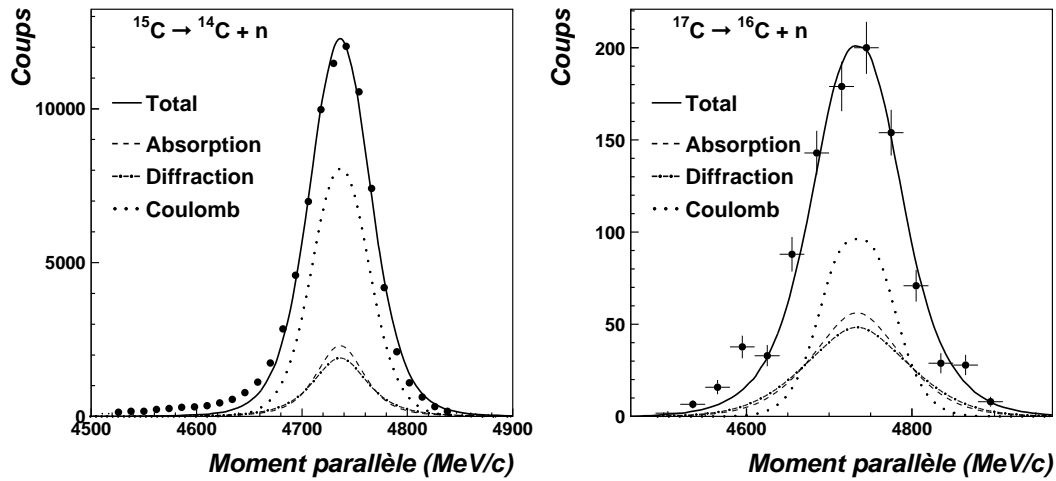


Figure 4.39: Exemples de distributions sur cible de Ta (partie nucléaire calculée avec le modèle d'approximation soudaine). La distribution totale calculée a été normalisée aux données.

Cette égalité des deux composantes est ici due au calcul principalement géométrique des sections efficaces dans ce modèle. Ainsi notre modèle basé sur l'approximation soudaine, pour le calcul de la dissociation nucléaire, donne des résultats cohérents et en accord avec les résultats de nos calculs de type Glauber dans le cas d'une cible lourde.

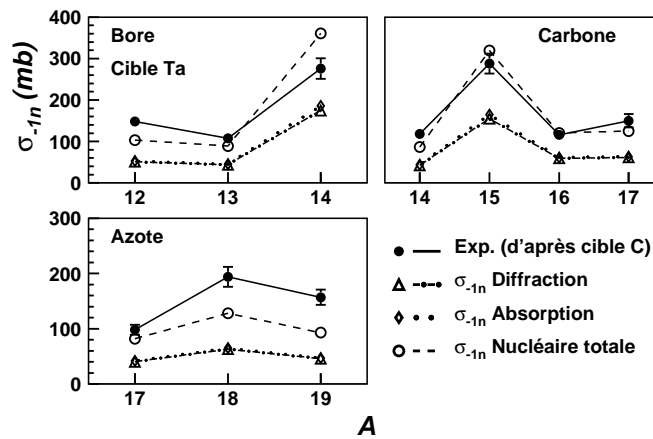


Figure 4.40: Différentes contributions à la section efficace de dissociation nucléaire sur cible de Ta, calculées à partir du modèle de l'approximation soudaine.

Enfin, nous pouvons également comparer les distributions en moment transverse résultants de notre calcul coulombien (figure 4.41, tirets) à celle obtenue avec notre calcul d'approximation soudaine, incluant les contributions nucléaires et coulombiennes (figure 4.41, trait plein). L'accord entre ces deux calculs est très bon. Le trou présent au milieu de la distribution coulombienne (et spécifique à l'interaction coulombienne) se trouve en partie comblé par la contribution nucléaire.

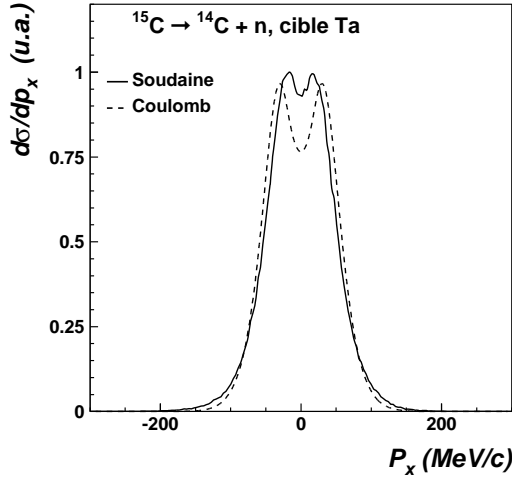


Figure 4.41: Comparaison des distributions en moment transverse pour le ^{15}C , calculées avec le modèle de l'approximation soudaine (trait plein) et avec le modèle coulombien (trait pointillés), pour une cible de Ta.

4.3.4.6 Résumé et conclusions

En conclusion de cette étude menée avec une cible de Ta, nous pouvons dire que la dissociation coulombienne n'apparaît prédominante que dans le cas de noyaux faiblement liés. Pour des noyaux plus liés et dont le neutron de valence se trouve dans une orbitale d , la dissociation nucléaire devient prédominante.

Dans ce dernier cas, les distributions en moment parallèle provenant d'une dissociation d'origine nucléaire ou coulombienne sont différentes, en largeur ainsi qu'en forme. Ces distributions en moment ont la même forme uniquement dans le cas d'une fonction d'onde s avec une faible énergie de liaison.

Il semble de plus que même aux angles avant proches de 0° , les événements détectés ne soient pas d'origine purement coulombienne. L'adjonction d'une contribution nucléaire est en effet nécessaire pour expliquer la forme des distributions en moment mesurées (particulièrement pour les isotopes d'azote et le ^{17}C).

Concernant les distributions en moment transverse, leur grande largeur s'explique bien en considérant la diffusion coulombienne du cœur par la cible. Par contre, sur cible de carbone, aucun effet de déflexion n'est nécessaire pour expliquer les distributions mesurées.

4.4 Effets de l'acceptance finie du spectromètre

L'influence de l'acceptance transverse du spectromètre utilisé sur la mesure des distributions en moment parallèle a depuis longtemps été mise en question [Rii93, Rii94b, Kel95, Kel97]. Il est en effet important de savoir si nous mesurons effectivement la distribution en moment réelle du cœur ou, si ce n'est pas le cas, quelle distorsion est apportée par l'outil de mesure.

Il a été montré [Rii93, Rii94b] que si la distribution en moment du cœur $d\sigma/d\vec{p}$ correspond à une distribution lorentzienne, alors une coupure dans le plan transverse due au spectromètre amène une réduction de la largeur de la distribution en moment parallèle observée.

Dans le cas d'une distribution lorentzienne,

$$\mathcal{L}(p_x, p_y, p_z) = \frac{\Gamma}{2\pi^2} \frac{1}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2\right)^2}$$

les composantes p_x , p_y et p_z ne sont pas séparables. L'intégration sur les composantes p_x , p_y donne la distribution

$$\frac{d\sigma}{dp_z} = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + p_z^2\right)}$$

Ainsi, une coupure sur les moments p_x et p_y doit réduire la largeur et changer la forme de la distribution intégrée $d\sigma/dp_z$. Par contre, si la distribution en moment du cœur est de forme gaussienne $\mathcal{G}(p_x, p_y, p_z)$, elle est séparable en trois distributions gaussiennes selon les composantes p_x , p_y et p_z : $\mathcal{G}(p_x, p_y, p_z) = \mathcal{G}(p_x) \times \mathcal{G}(p_y) \times \mathcal{G}(p_z)$. La non détection d'une partie des composantes p_x et p_y n'a donc aucun effet sur la distribution $\mathcal{G}(p_z)$, qui est la distribution mesurée. Selon Hansen [Han96], cette question n'a pas lieu d'être car le mécanisme de réaction lui-même rend la distribution en moment du cœur séparable. L'effet du spectromètre sur cette distribution est donc nul.

Afin de clarifier ces questions, nous avons donc testé l'influence d'une coupure en moment transverse sur la distribution en moment parallèle avec nos données.

Comme nous l'avons vu dans la partie 3.2.1.2, la grande acceptance angulaire de SPEG nous permet de détecter la totalité des distributions en p_x et p_y , et donc de mesurer la vraie distribution en p_z . Lors de l'analyse, nous avons effectué des coupures en angle θ_{speg} et ϕ_{speg} , de façon à réduire l'acceptance angulaire à $\pm 1.5^\circ$, $\pm 1^\circ$, $\pm 0.5^\circ$ et $\pm 0.25^\circ$ et simuler ainsi un spectromètre d'acceptance angulaire plus réduite. Nous avons alors tracé les distributions en moment parallèle correspondant à chacune de ces coupures, pour les 23 noyaux étudiés, et regardé l'effet de ces coupures.

Nous observons une réduction non négligeable (jusqu'à 20 % dans le cas du ^{16}C , voir figure 4.42) de la largeur des distributions avec la réduction de l'acceptance angulaire pour certains noyaux (^{14}B , $^{15,16}\text{C}$, $^{24,25}\text{F}$), alors que pour les autres noyaux il n'y a aucun changement. Nous pouvons donc dire que pour certains noyaux l'effet

de l'acceptance transverse du spectromètre existe et peut être importante, contrairement à la supposition de Hansen [Han96]. Nous observons également que cet effet de réduction est corrélé avec la structure des noyaux : elle intervient dans le cas de noyaux dont la fonction d'onde du neutron de valence se trouve être majoritairement *s*. Par contre, cet effet de réduction n'existe pas chez les autres noyaux dont le neutron a une fonction d'onde majoritairement *d*. La différence de comportement observée pour les différents noyaux doit donc s'expliquer par des distributions en moment intrinsèque différentes, à caractère plus ou moins séparable, entre les deux formes extrêmes lorentzienne (noyaux à halo) et gaussienne (noyaux "normaux").

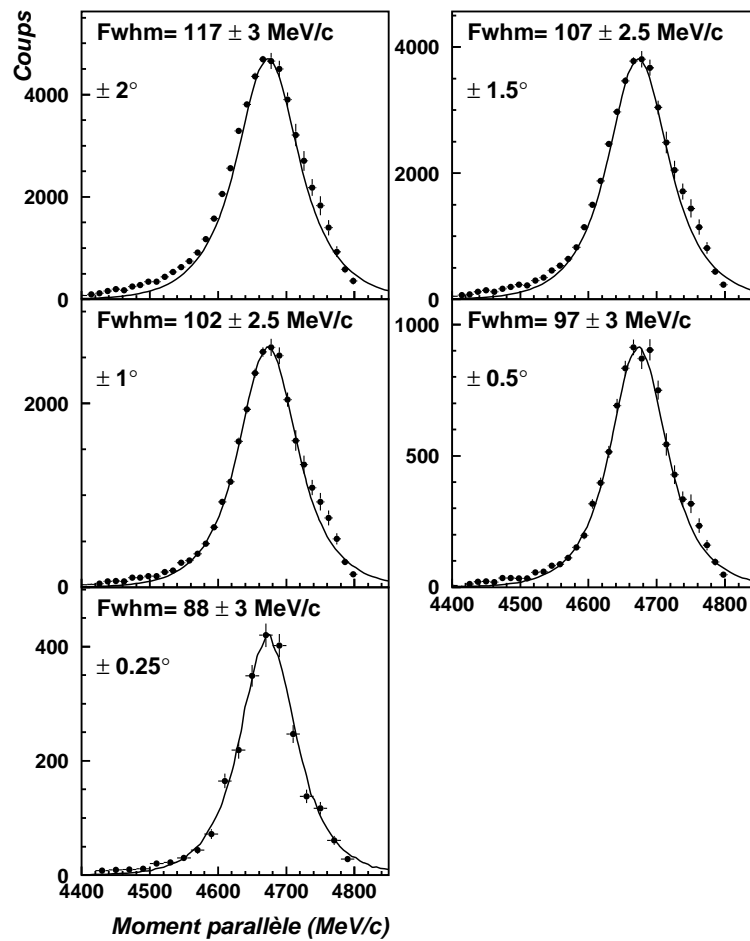


Figure 4.42: Distributions en moment parallèle du ^{15}C provenant de la dissociation du ^{16}C sur cible de C, en fonction de l'acceptance en degrés du spectromètre. Les courbes correspondent à un calcul fait à partir de notre modèle de l'approximation soudaine. Elles ont été normalisées aux données. Les effets d'élargissement expérimentaux sont inclus.

Notre calcul basé sur l'approximation soudaine présentée précédemment nous permet d'étudier cet effet grâce au calcul de la distribution en moment tridimensionnelle du cœur. Il est ainsi facile de faire des coupures sur les moments p_x et p_y dans cette distribution en trois dimensions et de voir les effets engendrés sur la distribution en moment projetée selon l'axe du faisceau. Nous avons fait ces calculs pour les quatre noyaux typiques déjà considérés, ^{14}B , $^{15,16}\text{C}$ et ^{19}N . De même que pour nos données, nous avons effectué les mêmes coupures symétriques sur les angles d'émission du cœur et évalué dans chaque cas la largeur (FWHM) de la distribution en moment parallèle, en prenant en compte tous les effets expérimentaux (diffusions multiples du cœur dans la cible, résolution des détecteurs, etc.). Ces coupures à $\pm 2, 1.5, 1, 0.5$ et 0.25° correspondent à des coupures sur les distributions en moment transverse p_x et p_y à environ $\pm 200, 150, 100, 50$ et $25 \text{ MeV}/c$.

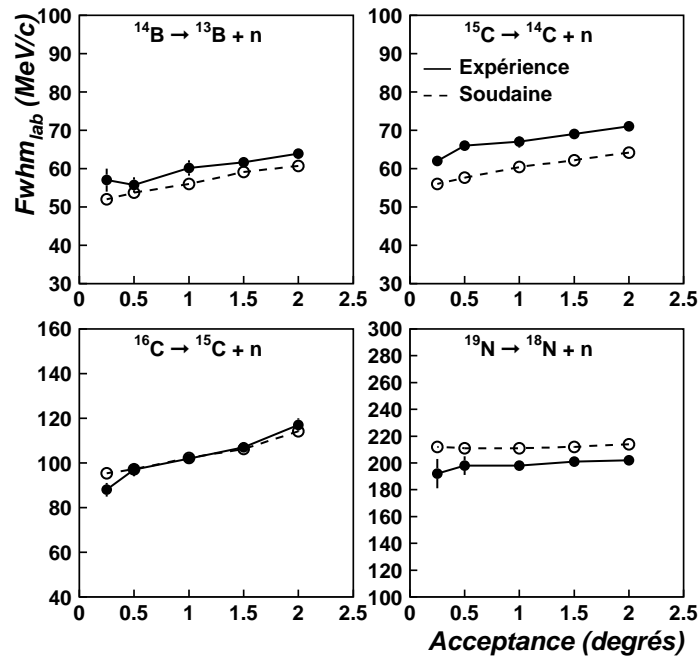


Figure 4.43: Effet de coupure de l'acceptance angulaire du spectromètre sur la largeur de la distribution en moment parallèle pour les noyaux de ^{14}B , ^{15}C , ^{16}C et ^{19}N sur cible de C (traits pleins : données, tirets : calculs avec l'approximation soudaine).

Un effet de réduction similaire aux données a alors été observé pour les distributions calculées (figures 4.42 et 4.43). Dans le cas des noyaux de ^{14}B et ^{15}C , les distributions en moment calculées sont un peu moins larges que dans les données, mais l'effet de réduction est tout à fait comparable à celui observé dans nos données. Le léger désaccord (10 % d'erreur au maximum pour le ^{15}C) observé ici entre les lar-

geur absolues expérimentales et calculées s'explique par les paramètres choisis pour nos calculs. Nous avons en effet utilisé ici les mêmes paramètres que dans la partie 4.3.3. Ces paramètres ont été déterminés pour obtenir une bonne reproduction globale de nos données pour l'ensemble des noyaux étudiés et n'ont pas été ajustés individuellement pour chaque noyau. L'accord peut donc ne pas être parfait pour tous les noyaux. De plus, nous devons rappeler ici qu'il est préférable de comparer directement les distributions calculées et expérimentales, au lieu de se contenter des valeurs absolues des largeurs de ces distributions. L'utilisation des largeurs nous permet ici de résumer en une seule figure les différents effets de réduction observés. Concernant l' ^{19}N , aucun effet de réduction n'est observé, ni dans les données, ni dans le calcul. Nous constatons donc que la partie sondée des fonctions d'ondes s (^{14}B et $^{15,16}\text{C}$) ont bien un comportement différent de celui de la partie sondée de fonctions d'onde d (^{19}N). Dans ce dernier cas les composantes p_x , p_y et p_z du moment total du cœur sont plutôt séparables alors qu'elles sont fortement corrélées dans le cas d'une fonction d'onde s .

Afin de mieux comprendre ces effets de changement de la distribution en moment parallèle associés à des coupures dans les distributions en moment transverse, nous avons étudié des cas théoriques de fonctions d'onde typiques purement s , p et d et plus ou moins liées, pour les noyaux de ^{15}C , ^{14}C et ^{19}N . Nous avons ainsi regardé l'évolution de la forme des distributions en moments parallèle pour différentes coupures symétriques en moment transverse : p_x et p_y compris entre ± 200 , 100 , 15 MeV/ c . Les résultats de ces calculs sont présentés sur la figure 4.44. Les courbes en trait plein correspondent à la distribution en moment parallèle obtenue si aucune sélection en moment transverse n'est faite. Nous observons que les distributions en moment parallèle correspondant à la partie la plus étroite des distributions transverses sont plus étroites dans les cas de fonctions d'onde s et p . Concernant les fonctions d'onde d , nous observons que la forme de la distribution change, un trou apparaît au centre de la distribution, mais sa largeur ne change pas. Ceci explique nos observations expérimentales concernant le ^{19}N , celui-ci possédant un neutron de valence dans une orbitale purement d .

En conclusion, nous pouvons donc dire que, dans tous les cas et quelle que soit la fonction d'onde du neutron de valence, une détection incomplète en moment transverse change et déforme la distribution en moment parallèle. Cependant, cet effet ne devient visible que pour des coupures très importantes en moment transverse. Il faut donc s'assurer de la détection complète de la distribution transverse si nous voulons utiliser la distribution en moment parallèle afin d'extraire des informations spectroscopiques non biaisées sur la structure du projectile. Il est donc nécessaire d'utiliser des spectromètres de grande acceptance angulaire ainsi qu'une énergie incidente suffisante pour que tous les produits de la réaction se trouvent focalisés vers l'avant.

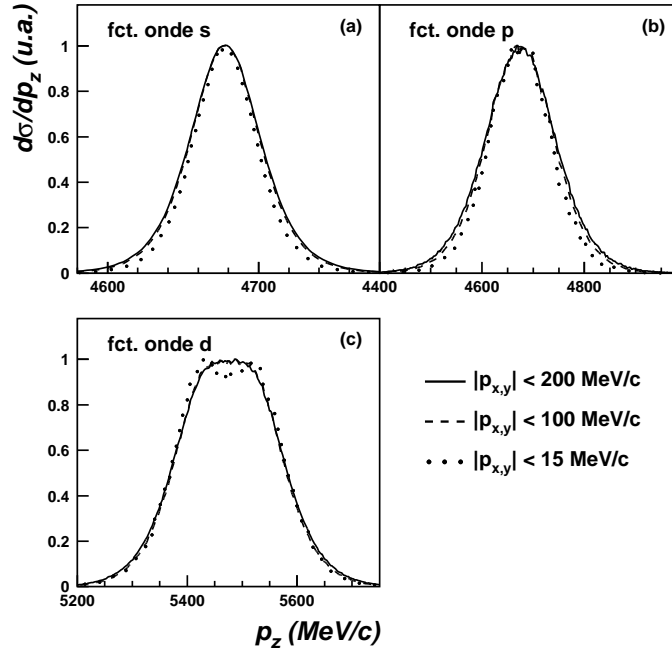


Figure 4.44: Effet de coupures en moment transverse (p_x et p_y) sur les distributions en moment parallèle pour des fonctions d'ondes s (^{15}C , $S_n=1.2$ MeV), p (^{14}C , $S_n=8.2$ MeV) et d (^{19}N , $S_n=5.3$ MeV) sur une cible de C.

4.5 Traîne des distributions

Nous avons remarqué précédemment l'existence d'une traîne à basse énergie présente dans le spectre des noyaux les plus stables. De telles traînes à basse énergie ont été observées dans les distributions en moment des noyaux résultant de réactions de fragmentation avec des faisceaux stables [Gel77, Mou81]. Ces traînes ont alors été attribuées à des interactions plus violentes avec la cible, le fragment perdant alors de l'énergie [Sco80, Mou81]. Un tel phénomène a aussi été observé dans le cas de la dissociation de noyaux à halo [Neg99, Pér99]. Périer *et al.* [Pér99] ont montré, en utilisant des détecteurs de neutrons placés autour de la cible, que des événements situés dans la queue de la distribution en moment parallèle du cœur d' ^4He (suite à la dissociation de l' ^6He) étaient corrélés à un excès de neutrons émis. Cet excès de neutrons correspond à la désexcitation de la cible après une collision avec le cœur.

Si cette traîne est due à un processus d'amortissement d'énergie ("damping"), son importance doit être liée à l'énergie de liaison du cœur. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons essayé d'évaluer le nombre d'événements présents dans ces traînes. Pour ce faire nous avons soustrait aux distributions expérimentales les distributions calculées avec le modèle de l'approximation soudaine, celles-ci étant le

plus en accord avec les données. La figure 4.45 présente un exemple de cette soustraction ainsi que la distribution en moment des événements de damping résultante. Nous avons ensuite estimé l'importance de la traîne comme le rapport de la section efficace des événements de traîne sur la section efficace totale. La figure 4.46 montre la variation de ce pourcentage (tirets) et celle de l'énergie de liaison du cœur des noyaux étudiés. Nous observons que dans la plupart des cas les deux sont corrélés : à une grande énergie de liaison correspond une traîne plus importante et inversement, mais cette corrélation n'est pas toujours bien vérifiée.

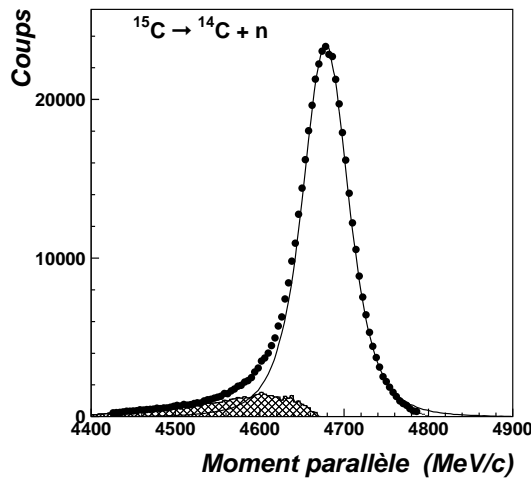


Figure 4.45: Estimation des événements constituant la traîne (partie hachurée) présente sur les distributions en moment parallèle par soustraction aux données d'un calcul avec le modèle de l'approximation soudaine (trait) pour le ^{15}C sur cible de C.

Une partie de cette traîne peut également provenir d'une contribution des états excités intrinsèques du cœur. Bonacorso et Carstoiu [Bon00] ont utilisé une approche perturbative dépendant du temps pour calculer les distributions en moment parallèle. Cette approche permet en effet de tenir compte de la conservation de l'énergie totale du système, ce que ne permet pas un calcul de type Glauber comme utilisé précédemment. Les distributions en moment parallèle de la contribution d'absorption pour des états excités du cœur calculées par cette méthode sont alors asymétriques et présentent une traîne à basse énergie. Cet effet peut expliquer alors une partie de l'asymétrie de la distribution en moment totale d'absorption observée expérimentalement dans le cas du ^{11}Be [Neg99].

La distribution en moment totale résultant de ce type de calcul est fondamentalement différente de celle obtenue dans un calcul de type Glauber. Dans le cas de nos calculs Glauber, les distributions en moment sont calculées de la même manière, que le cœur soit dans un état excité ou non. Seule l'énergie de séparation effective correspondant à l'état du cœur est changée dans le calcul de la fonction d'onde du neutron. Les distributions en moment pour chaque état du cœur sont ensuite additionnées avec la même valeur centrale. Les distributions totales ainsi obtenues sont donc forcément symétriques. De plus, les distributions individuelles correspondant à chaque état excité sont également symétriques, ce qui n'est pas le cas dans les calculs de Bonacorso et Carstoiu. Ce sont donc ces distributions en moment prove-

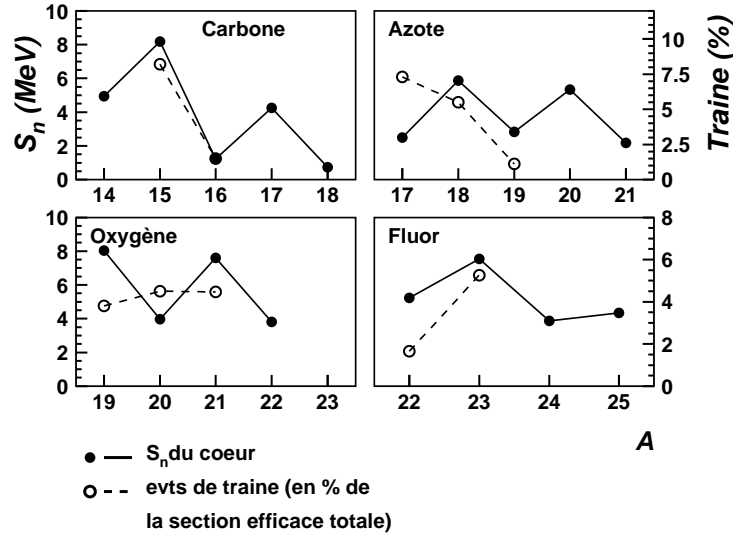


Figure 4.46: Comparaison de l'importance de la traîne des distributions en moment (en % de la section efficace totale) avec l'énergie de liaison du cœur (cible de C).

nant des contributions des différents états excités qui introduisent l'asymétrie de la distribution totale et une telle asymétrie n'est pas susceptible d'être reproduite par un calcul de type Glauber.

Un autre point de départ pour expliquer une partie de l'asymétrie des distributions en moment pourrait être de calculer les distributions en moment résultant de la diffraction seule (dissociation élastique) par une méthode de voies couplées avec discrétisation du continuum (CDCC) [Kam86, Aus87], méthode qui conserve également l'énergie. Des calculs préliminaires de distributions en moment parallèle de diffraction ainsi obtenues présentent également une asymétrie avec une traîne à basse énergie [Tos00].

Dans l'exemple du ^{15}C , nous avons observé expérimentalement que les événements présents dans la traîne de la distribution en moment parallèle ont une distribution en moment transverse associée plus large que celle des événements de la partie centrale ou même de la partie droite, comme l'indique la figure 4.47(b).

Pour expliquer cette observation nous pouvons considérer deux hypothèses :

- soit il s'agit d'un effet symétrique, propre à la distribution en moment en trois dimensions du cœur et non pas uniquement à la traîne : le fait de sélectionner un grand (ou petit) moment p_z donne une distribution p_x plus large. Il pourrait s'agir d'un effet similaire à celui observé dans la partie précédente, à savoir que

nous obtenons une distribution en p_z plus étroite quand de petits moments p_x sont sélectionnés.

- soit ceci est la manifestation d'un effet de diffusion du cœur : les événements associés à cette traîne correspondent à un paramètre d'impact plus petit et le cœur est donc défléchi de manière importante par la cible. La distribution en moment transverse associée à ces événements est donc plus large.

Notre première hypothèse est vérifiable grâce à notre modèle basé sur l'approximation soudaine. Nos calculs montrent en effet qu'il existe une corrélation de ce type entre p_z et p_x dans la distribution en moment tridimensionnelle calculée. Nous avons pris l'exemple du ^{15}C et calculé la distribution en moment transverse du ^{14}C associée à de grands p_z ($|p_z| > 60 \text{ MeV}/c$). La distribution en moment transverse obtenue est représentée sur la figure 4.48 (tirets). Cette distribution est alors plus large que la distribution en moment totale (sans aucune sélection sur p_z (figure 4.48, traits pleins). Mais elle n'est pas assez large pour expliquer la distribution expérimentale observée pour $p_z < -60 \text{ MeV}/c$ (figure 4.48, points). Il existe donc peut-être un effet supplémentaire de déflexion du cœur pouvant expliquer la largeur de cette distribution.

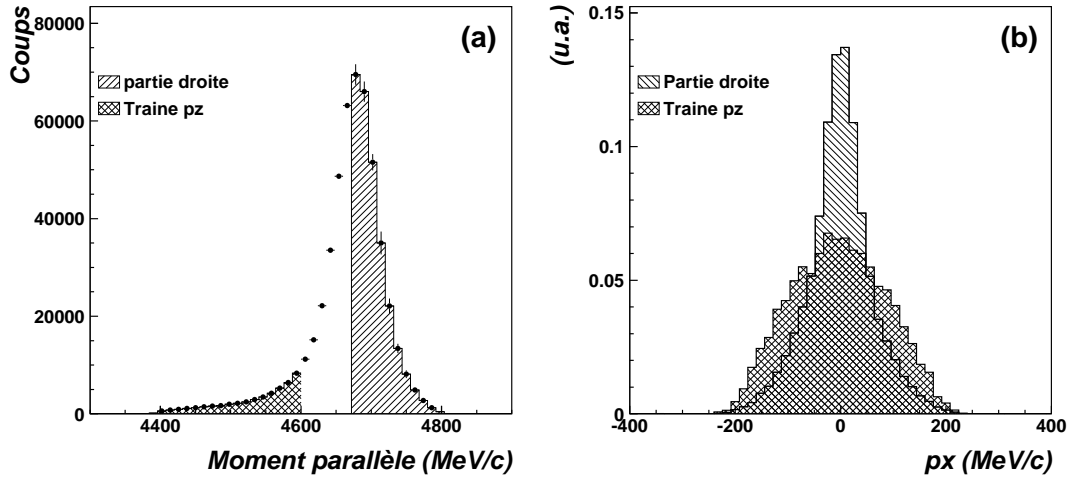


Figure 4.47: Corrélations entre p_z et p_x pour le ^{15}C . Figure (a) : zones sélectionnées dans la distribution en moment parallèle expérimentale. Figure (b) : distributions en moment transverse des événements sélectionnés dans la figure (a). Ces distributions transverses ont été normalisées à la même aire.

En conclusions, il semble donc qu'une partie de cette traîne observée sur les distributions en moment parallèle puisse être expliquée en considérant de nouvelles approches théoriques pour le calcul des contributions d'absorption [Bon00] ou de diffraction [Tos00]. Cependant, ces calculs n'expliquent pas complètement l'importance de cette traîne [Bon00]. Peut-être faut-il donc considérer également des effets

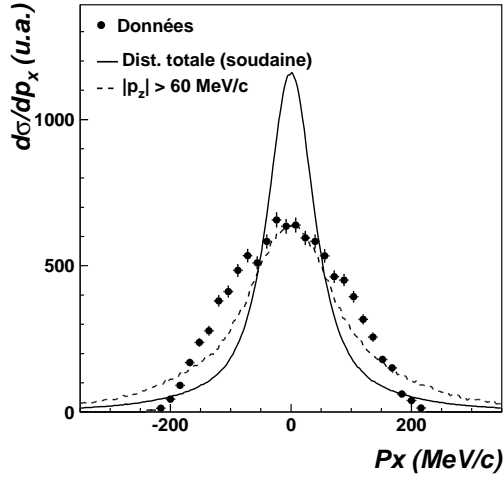


Figure 4.48: Corrélations entre p_z et p_x avec le modèle de l'approximation soudaine. Figure (a) : zone sélectionnée dans les ailes de la distribution parallèle. Figure (b) : distribution transverse totale calculée (traits pleins) et distributions correspondant aux ailes de la distribution transverse (tirets). Les données représentées sur la figure 4.47(b) sont données pour comparaison. Ces courbes ont été normalisées à la même aire.

d'amortissement et de collisions nucléaires à petit paramètre d'impact entre le cœur et la cible, c'est-à-dire des excitations dynamiques du cœur. Nous sortons donc du cadre du modèle du cœur spectateur.

Plusieurs pistes peuvent être envisagées afin d'obtenir de nouvelles informations expérimentales sur l'origine de ces traînes. Il serait tout d'abord intéressant de pouvoir mesurer séparément les distributions en moment associées aux mécanismes d'absorption ou de diffraction, comme il a déjà été fait dans le cas du ^{11}Be [Neg99]. Si des collisions dissipatives entre la cible et le cœur existent, il serait également possible de signer l'excitation de la cible en mesurant en coïncidence avec le cœur de γ provenant d'états excités connus de la cible.

4.6 Conclusions

Nous avons donc effectué une **étude systématique de réaction de perte d'un neutron** et mesuré les distributions en moment du cœur et les sections efficaces de perte d'un neutron pour un ensemble de 23 noyaux. Cette expérience nous a permis d'étudier l'évolution de ces signatures en fonction de l'isospin pour plusieurs chaînes d'isotopes (bore, carbone, azote, oxygène et fluor). Nous avons ainsi remarqué l'influence importante de la structure du projectile sur les différentes observables. Une telle étude systématique avec différents noyaux riches en neutrons de structures variées s'avère être un bon moyen de tester différents modèles.

A partir d'un calcul de type modèle en couches à grande échelle, nous avons calculé la structure des 23 noyaux étudiés. Nous avons ensuite testé différentes approches théoriques utilisées pour décrire le mécanisme de réaction.

Nous avons vu ainsi les limites du modèle initialement proposé par Hansen [Han96] pour la dissociation des noyaux à halo d'un nucléon. Les hypothèses simplificatrices à la base de ce modèle en restreignent l'application aux noyaux à halo (fonction d'onde s ou p et faible énergie de séparation). Nous avons ensuite élaboré une **description** plus complète de **type Glauber**. Les interactions neutron de valence-cible et cœur-cible y sont alors décrites par l'intermédiaire de matrices S . Ces matrices sont calculées dans le cadre de l'approximation eikonale du modèle optique en considérant le potentiel JLM [Jeu77] d'origine microscopique au lieu de la limite optique habituellement utilisée [Neg99, Tos99a] et en incluant pour la première fois dans ce type de calcul des corrections non eikonales jusqu'à l'ordre 2. Ce modèle s'est révélé être bien adapté dans tous les cas au calcul des sections efficaces de perte d'un neutron et des distributions en moment parallèle, bien que ces dernières apparaissent un peu plus larges que les distributions expérimentales.

Un **modèle** complet basé également sur l'approximation eikonale et **décrivant la dissociation coulombienne** a également été développé. Dans ce cas, nous avons obtenu des formules analytiques simples correspondant aux sections efficaces différentielles dans le cas de fonctions d'onde de moment angulaire $l=0,1$ et 2. La comparaison de ces calculs avec les données obtenues sur une cible de Ta nous a permis d'étudier la relation entre le mécanisme de réaction et la structure du projectile et d'isoler les effets des différents mécanismes coulombiens et nucléaires.

Afin de décrire les distributions en moment transverse observées, nous avons développé un **modèle basé sur l'approximation soudaine** [Ann94]. Les résultats alors obtenus sont en très bon accord avec nos données, aussi bien concernant les distributions en moment parallèle que les sections efficaces de perte d'un neutron. La simplicité de cette approche rend possible le calcul de la distribution en moment du cœur en trois dimensions, incluant les contributions d'absorption, de diffraction nucléaire et de dissociation coulombienne. Nous avons ainsi pu calculer les distributions en moment transverse et perpendiculaire, en très bon accord avec nos données, et étudier l'effet sur la largeur des distributions en moment parallèle d'une acceptation de détection limitée. Nous avons ainsi montré l'importance de ce calcul de la distribution en moment tridimensionnelle pour **prendre en compte tous les**

effets du dispositif expérimental dans la comparaison entre les calculs et les résultats expérimentaux.

Suite à cette étude de différentes approches théoriques du mécanisme de réaction, ces distributions en moment parallèle résultant d'une perte d'un neutron se sont révélées être un bon outil spectroscopique. Considérant que nos modèles de réaction marchent bien pour des noyaux dont la structure est déjà connue, nous avons pu suggérer à partir de nos mesures des **attributions de spin-parité** pour l'état fondamental de noyaux plus riches en neutrons et pour lesquels ceux-ci n'étaient pas bien établis (^{15}B , ^{17}C , $^{19-21}\text{N}$, $^{21,23}\text{O}$ et $^{23-25}\text{F}$).

Chapitre 5

Etude de la cassure de l' ^6He

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié les réactions de perte d'un neutron. L'ensemble des modèles développés s'applique bien aux cas de noyaux à halo de un neutron mais il reste toujours la problématique des noyaux à halo de deux neutrons. Il n'est en effet pas possible d'employer directement ces réactions de perte d'un neutron pour sonder leur structure car après avoir retiré un neutron, le noyau résultant n'est pas lié (^5He , ^{10}Li et ^{13}Be). La description du mécanisme de réaction devient plus compliquée et nous avons à faire à un processus à quatre corps. La question d'un processus de dissociation en une ou deux étapes se pose alors [Chu97, Aum98] et des interactions dans l'état final (FSI) entre les trois fragments interviennent de manière non négligeables [Chu97]. Tous ces phénomènes vont alors influencer sur la distribution en moment du cœur qui pourra être dominée par la structure de l'état fondamental du projectile, ou bien plutôt par les corrélations entre les fragments ou la structure du continuum de ces noyaux (possible SDR).

Afin d'essayer d'éclaircir la question et d'étudier à quoi pouvaient être sensibles ces distributions en moment du cœur, nous nous sommes intéressé à un cas simplifié : nous avons mesuré la distribution en moment de l' ^4He résultant de la dissociation de l' ^6He sur une cible de protons. L' ^6He est en effet le noyau à halo de deux neutrons dont la structure est la mieux maîtrisée : le cœur d' ^4He est connu, très fortement lié et ne possède aucun état excité lié ; l'interaction α -n est également bien connue. La cible de proton est quant à elle la plus simple pouvant être choisie. Dans ce cas, les calculs du mécanisme de réaction sont simplifiés et peuvent être menés complètement [Ers99].

Nous présenterons donc dans un premier temps les méthodes d'analyse utilisées pour la détermination de cette distribution en moment. Dans une seconde partie, nous comparerons nos résultats avec ceux obtenus par d'autres expériences ainsi qu'avec un calcul théorique proposé par Ershov *et al.* [Ers99].

5.1 Analyse

5.1.1 Faisceau d' ^6He

Nous avons utilisé le même faisceau secondaire que lors de l'expérience de capture radiative (voir paragraphe 2.2.1). Mais, l'émitance du faisceau a été réduite ($5\pi \times 5\pi$ mm.mrad au lieu de $20\pi \times 20\pi$ mm.mrad), afin de réduire la dispersion en angle de ce faisceau et donc d'améliorer la résolution sur la mesure de px . Sa dispersion en angle était auparavant de $\sigma_\theta = 0.34^\circ$ (figure 2.5). Nous constatons que le faisceau a été recentré (voir paragraphe 2.2.1) et que sa dispersion en angle a été réduite. Elle est maintenant de $\sigma_\theta = 0.16^\circ$ et $\sigma_\phi = 0.5^\circ$ (figure 5.1).

SPEG étant utilisé en mode chromatique, c'est la dispersion en moment du faisceau incident, $(\Delta p/p)_{FWHM} = 7.8 \cdot 10^{-3}$ (voir paragraphe 2.2.1) qui va donner la résolution sur la mesure de la distribution en moment du cœur d' ^4He .

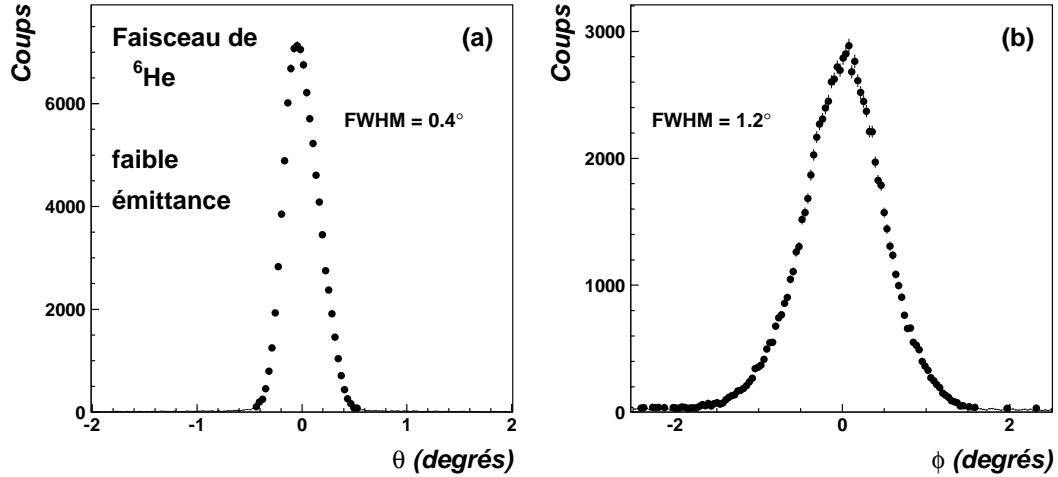


Figure 5.1: Dispersions en angle θ (a) et ϕ (b) du faisceau secondaire d' ^6He , avec une émitance réduite.

5.1.2 Etalonnage de SPEG

Lors de cette expérience, le spectromètre SPEG a été utilisé en mode chromatique, et non pas en mode achromatique comme lors de l'expérience de perte d'un neutron. Les étalonnages des détecteurs de SPEG ont été réalisés par les mêmes méthodes que celles décrites dans le paragraphe 3.1.2. Deux étalonnages en angle ont été réalisés, l'un avec un faisceau primaire de ^{13}C et une cible de Ta (épaisseur 0.2 mm) pour diffuser le faisceau et l'autre avec un faisceau pinceau d' ^6He et la cible d'hydrogène liquide (figure 5.2). L'étalonnage en moment a lui été fait avec un faisceau d' ^6He et une cible vide (figure 5.3). Les α provenant de la dissociation de l' ^6He étaient identifiés dans le plan focal de SPEG par la méthode ΔE -temps de

vol. Nous avons utilisé la somme des pertes d'énergie dans les chambres à dérive de SPEG comme signal ΔE afin de mieux séparer les particules légères. Un exemple d'identification des particules est donné dans la figure 5.4.

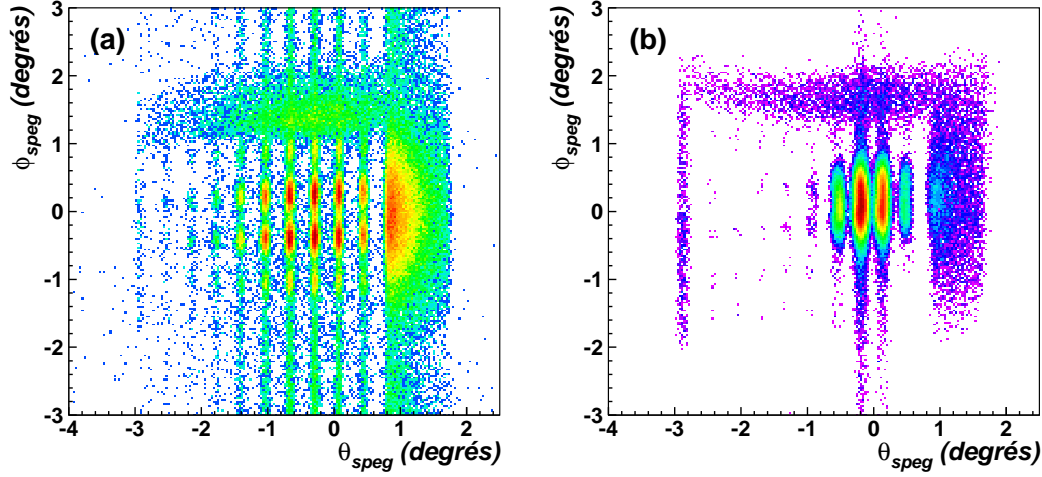


Figure 5.2: Calibration en angle de SPEG avec un faisceau de ^{13}C et une cible de Ta (a) et d' ^6He et la cible d' H_2 (b).

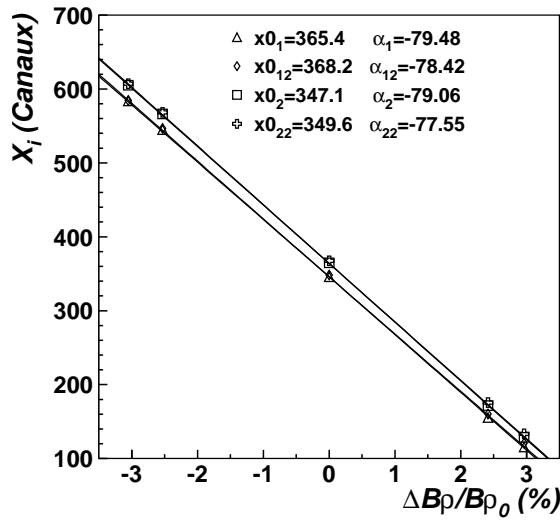


Figure 5.3: Droites de calibration en X des deux chambres à dérive de SPEG.

5.1.3 Reconstruction de la distribution en moment parallèle

Afin de pouvoir mesurer la plus grande partie de la distribution en moment parallèle du cœur d' ^4He (l'acceptance en moment parallèle de SPEG n'est que de

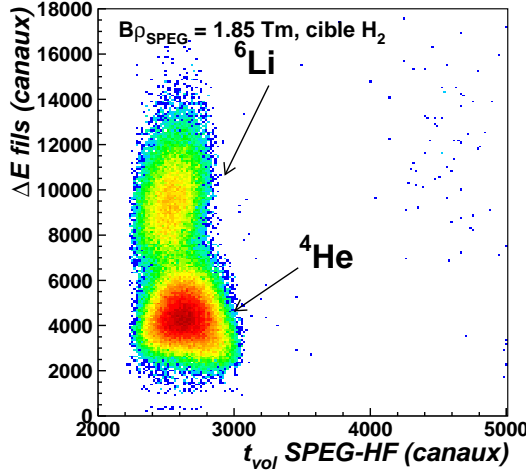


Figure 5.4: Matrice $\Delta E - E$ obtenue avec la somme des pertes d'énergie sur les fils des chambres à dérive (ΔE) et le plastique de SPEG ($B\rho_{\text{SPEG}} = 1.85 \text{ Tm}$, faisceau d' ^6He d'émittance réduite sur cible d' H_2).

6%), nous avons utilisé trois réglages de rigidités différentes pour SPEG ($B\rho = 1.85$, 1.777 et 1.924 Tm), décalés de 4% chacun. Nous avons donc trois morceaux de distribution qu'il fallait remettre ensembles pour obtenir la distribution totale.

L'efficacité de détection des détecteurs de SPEG diffère selon la position dans le plan focal X_{fox} et donc selon le moment de la particule. Elle décroît aux bords du plan focal. Nous devons donc corriger les distributions en moment mesurées de cette efficacité. Cette courbe d'efficacité a été mesurée à l'aide du faisceau incident, avec plusieurs rigidités de SPEG et ajustée à l'aide des données de l'expérience de capture radiative. Elle est présentée dans le chapitre 3, figure 3.10. A partir de cette courbe, nous pouvons corriger les distributions en moment mesurées (figure 5.5). En mesurant le nombre de noyaux incidents lors des trois mesures de rigidité différentes et en renormalisant ces distributions à un même nombre de noyaux incidents, nous pouvons reconstruire la distribution totale de l' ^4He (figure 5.6).

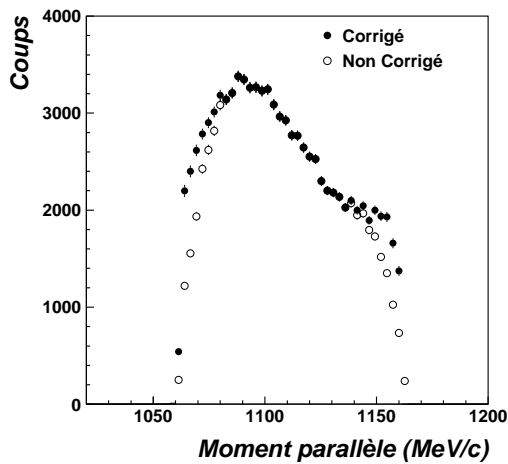


Figure 5.5: Correction des distributions en moment par l'efficacité en moment de SPEG (pour la distribution obtenue au $B\rho$ central). Les points noirs correspondent à la distribution corrigée, ceux en blanc à la distribution avant correction.

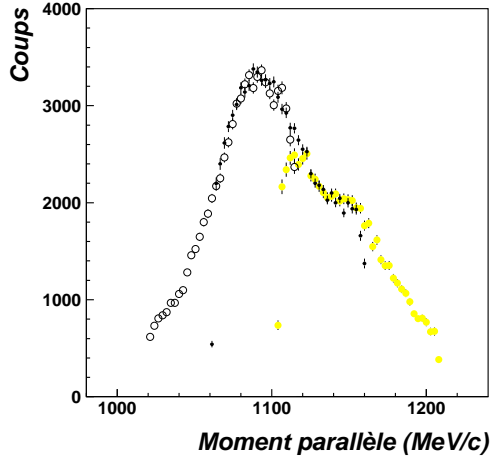


Figure 5.6: Distribution en moment parallèle p_z de l' ^4He , après reconstruction à l'aide des trois distributions mesurées et corrigées de l'efficacité du plan focal (cercles vides, points et cercles grisés).

Nous observons dans cette distribution une bosse piquée à 1150 MeV/ c . Il s'agit d'un contaminant de bruit de fond qui ne peut être éliminé des "bons" noyaux d' ^4He par les différentes sélections faites. Nous avons effectué une mesure du bruit de fond de SPEG, cible vide. Nous observons des événements qui présentent les mêmes caractéristiques de perte d'énergie dans les chambres à dérivation (ΔE), d'énergie déposée dans le plastique de SPEG (E) et de temps de vol que les ^4He provenant de la dissociation du ^6He . Ce bruit de fond peut être dû à une diffusion du faisceau incident dans SPEG. Cette mesure nous a permis de mesurer une partie de la distribution en moment de ces événements. Malheureusement, à cause de l'acceptance en moment de SPEG, cette distribution est coupée à 1150 MeV/ c . Nous allons cependant l'utiliser pour soustraire ces événements de bruit de fond de la distribution en moment des ^4He . Nous avons également estimé la proportion de ces événements de bruit de fond grâce à cette mesure. Nous allons utiliser pour cela deux méthodes de déconvolution qui supposent deux formes différentes pour la distribution en moment des événements de bruit de fond.

La première méthode (figure 5.7 (a)) consiste à supposer une distribution en moment des ^4He de cassure de forme lorentzienne. Pour déterminer les paramètres de cette lorentzienne, nous ajustons une lorentzienne (^4He) et une gaussienne (pour la distribution du bruit de fond) additionnées sur la distribution totale mesurée. La distribution lorentzienne ainsi déterminée est alors soustraite de la distribution totale. Nous en déduisons la forme de la distribution du bruit de fond. Ce bruit de fond est bien décrit par une superposition de deux gaussiennes et cette forme est compatible avec la partie mesurée de la distribution lors de la mesure cible vide (figure 5.7 (a)). Nous obtenons donc les distributions respectives des ^4He et du bruit déconvolués. La distribution correspondant aux ^4He est très bien reproduite par une lorentzienne de largeur $FWHM = 73.7$ MeV/ c .

La seconde méthode (figure 5.7 (b)) suppose un bruit de fond de forme gaussienne (forme qui reproduit bien les données de bruit de fond disponibles). La partie mesurée de la distribution sert à déterminer les caractéristiques de cette gaussienne.

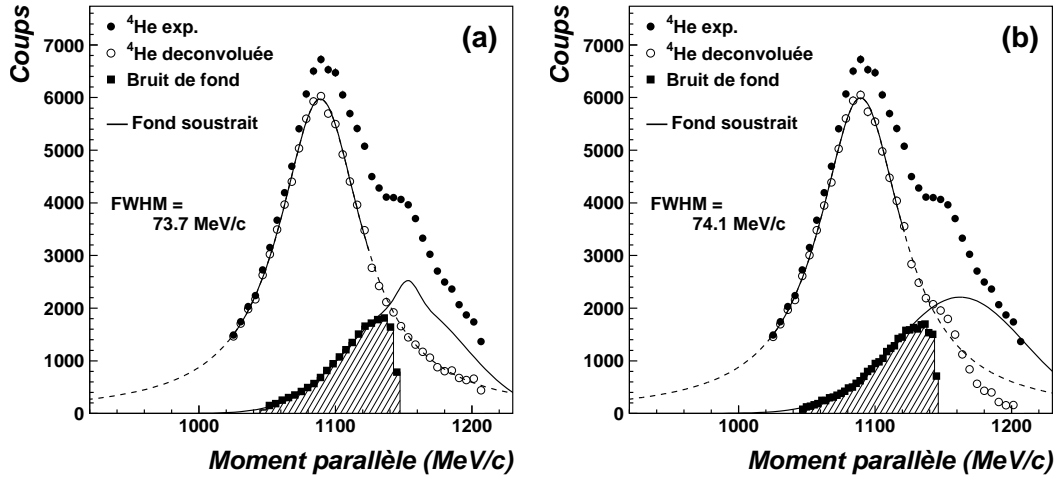


Figure 5.7: Deux méthodes extrêmes de soustraction du bruit de fond de la distribution en moment parallèle de l' ^4He .

Cette distribution correspondant au bruit de fond est ensuite soustraite de la distribution totale et l'intensité du bruit de fond est alors estimée de manière à obtenir une distribution soustraite symétrique. Nous en déduisons la distribution des ^4He . La partie gauche de cette distribution est bien reproduite par une lorentzienne de largeur $FWHM = 74.1 \text{ MeV}/c$. Elle est très proche de la distribution obtenue par la première méthode de déconvolution.

Les résultats des deux méthodes diffèrent uniquement pour la partie à l'extrême droite de la distribution mais la partie centrale reste la même (forme lorentzienne et même largeur). Les deux distributions obtenues sont bien symétriques, nous pouvons donc être confiants quant à la validité de ces méthodes de déconvolution. En effet, la partie gauche étant très peu contaminée par le bruit de fond, elle doit correspondre à la forme de la vraie distribution en moment des α de cassure de l' ^6He . Si nous supposons que la partie centrale de cette distribution est symétrique, la partie droite obtenue après déconvolution doit être identique à la partie gauche, ce qui est bien le cas.

La distribution des ^4He est prise comme la moyenne des deux distributions obtenues avec ces deux méthodes, (a) et (b), de déconvolution différentes. L'addition en quadrature de l'erreur statistique de la mesure et de l'écart entre les deux distributions (a) et (b) donne l'erreur commise sur la détermination de la distribution finale.

5.1.4 Reconstruction de la distribution en moment transverse

Lors de cette expérience, nous avons également mesuré la distribution en moment transverse p_x des ^4He de cassure du ^6He . Trois mesures différentes ont été faites à chaque rigidité. Afin de reconstruire la distribution complète, nous avons sommé

ces trois distributions (figure 5.8 (a)) avec les poids relatifs déterminés lors de la reconstruction de la distribution en moment parallèle (voir paragraphe 5.1.3).

Nous avons ensuite soustrait la distribution en moment transverse du bruit de fond, obtenue lors de la mesure cible vide, avec le poids relatif déterminé lors de la déconvolution des distributions en moment parallèle (figure 5.8 (b)). Les barres d'erreur de la distribution finale sont déterminées en combinant l'erreur statistique avec une erreur de 5% sur les valeurs des différents poids utilisés lors des additions et soustractions des différentes distributions.

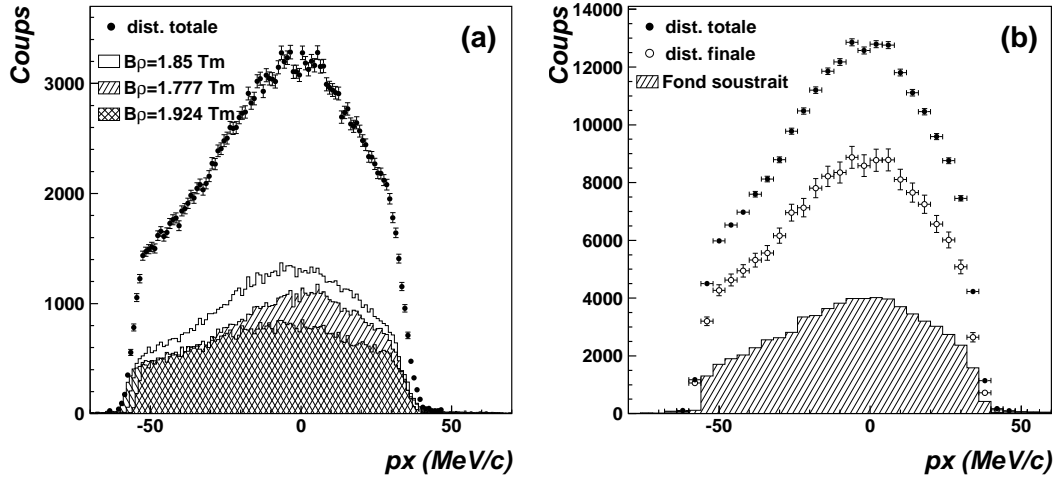


Figure 5.8: Reconstruction de la distribution totale en moment transverse p_x de l' ^4He (a) et soustraction de la distribution correspondant au bruit de fond (b).

5.2 Résultats et interprétations

Dans cette partie nous allons maintenant présenter les résultats obtenus et les comparer aux autres mesures existantes concernant la dissociation de l' ^6He et la mesure de la distribution en moment du cœur d' ^4He . Nous nous intéresserons ensuite à l'interprétation des distributions mesurées en les comparant aux résultats d'un récent calcul effectué par Ershov *et al.* [Ers99].

5.2.1 Distributions en moment

Les distributions en moment parallèle et transverse obtenues sont compatibles (pour la partie mesurée) avec des distributions de forme lorentzienne de largeurs respectives $FWHM_{pz}^{lab}=73 \pm 1 \text{ MeV/c}$ et $FWHM_{px}^{lab}=89 \pm 3 \text{ MeV/c}$ (figure 5.9). Ces largeurs ont été déterminées en ajustant une distribution lorentzienne intégrée sur deux dimensions de la forme

$$\frac{d\sigma}{dp_{z,x}} = \frac{N}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + p_{z,x}^2\right)} \quad (5.1)$$

N est une constante de normalisation. Dans ce cas, la largeur à mi-hauteur de la distribution est : $FWHM = \Gamma$. Les largeurs précédentes ont été mesurée dans le référentiel du laboratoire. L'élargissement de la distribution en moment mesurée par rapport à la distribution en moment intrinsèque dans le référentiel du projectile est de 10 %. Cette valeur, calculée par une simulation Monte-Carlo (voir annexe A), prend en compte :

- la dispersion en moment du faisceau incident de $\sigma_p = 5.6 \text{ MeV}/c$ (voir paragraphe 2.2.1) ;
- l'élargissement dû à la transformation de Lorentz ;
- l'élargissement dû à l'épaisseur de cible ;
- la résolution de SPEG.

L'élargissement de la distribution en moment transverse est lui beaucoup moins important, de l'ordre de 0.1 %. Cette valeur est obtenue en considérant :

- la dispersion en angle dans le faisceau incident, $\sigma_{\theta_{inc}} = 0.17^\circ$;
- les diffusions multiples dans la cible, $\sigma_{\theta_{diff}} = 0.1^\circ$;
- la résolution de SPEG sur la mesure en angle, $\sigma_{\theta_{speg}} = 0.03^\circ$.

Ceci conduit à une résolution sur la mesure du moment transverse de $\sigma_{px} = 3.7 \text{ MeV}/c$.

Les largeurs des distributions en moment dans le référentiel du projectile, corrigées des effets de détection, sont donc : $FWHM_{pz}^{cm} = 66 \pm 1 \text{ MeV}/c$ et $FWHM_{px}^{cm} = 89 \pm 3 \text{ MeV}/c$. Nous constatons donc un élargissement de la distribution en moment transverse, par rapport à la distribution en moment parallèle. Un tel effet d'élargissement des distributions en moment transverse a déjà été remarqué lors de l'étude des réactions de perte d'un neutron.

Aucune mesure de la distribution en moment parallèle de l'⁴He résultant de la dissociation de l'⁶He sur cible légère n'est rapportée dans la littérature. La seule mesure que nous ayons trouvé concerne un résultat non publié [Kol95]. Cette mesure a été réalisée sur cible de C à 60 MeV/nucléon. La distribution mesurée a une largeur (FWHM) de $75 \pm 3 \text{ MeV}/c$ (référentiel du laboratoire), en bon accord avec notre propre mesure de $FWHM_{pz}^{lab} = 73 \pm 1 \text{ MeV}/c$. Sur une cible lourde (Au), Balamuth *et al.* [Bal94] ont mesuré une distribution $p_{||}$ de largeur $89 \pm 8 \text{ MeV}/c$. Lors de cette expérience, l'utilisation de détecteurs γ a permis de distinguer les processus nucléaires et coulombiens et de conclure que la majeure partie de la section efficace de dissociation sur cible d'Au était d'origine nucléaire.

Les autres expériences de dissociation de l'⁶He avec détection de l'⁴He concernent la mesure de la distribution en moment transverse p_x , à plus haute énergie. Cette mesure a été réalisée pour la première fois par Kobayashi [Kob92]. La distribution en moment transverse mesurée pouvait être paramétrée par la somme de deux gaussiennes de largeurs à mi-hauteur respectives 80 et 205 MeV/c. Plus récemment, Aleksandrov *et al.* [Ale98] ont refait cette mesure en cinématique complète (détection de l'⁴He et des deux neutrons). La distribution des particules α avait une largeur de $132 \pm 0.5 \text{ MeV}/c$, plus large que notre propre mesure. Mais, la cible utilisé étant du

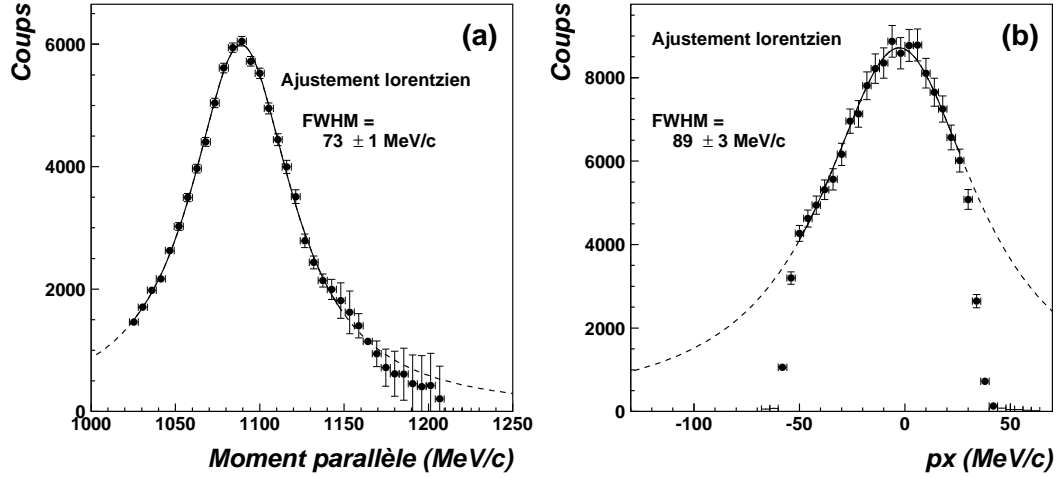


Figure 5.9: Distributions en moment parallèle (a) et transverse (b) dans le référentiel du laboratoire des ^4He provenant de la dissociation de l' ^6He , sur cible de proton.

^{12}C , les effets d'élargissement en moment transverse dus au mécanisme de réaction peuvent être plus importants. Les valeurs obtenues lors de ces différentes expériences sont regroupées dans le tableau 5.1.

	[Kob92] Cible C 0.4 GeV/u	[Ale98] Cible C 0.24 GeV/u	[Bal94] Cible Au 65 MeV/u	[Kol95] Cible C 60 MeV/u	Notre mesure Cible p 41 MeV/u
$\alpha (p_x)$	~ 100	132 ± 0.5			89 ± 3
$\alpha (p_{\parallel})$			89 ± 8	75 ± 3	73 ± 1
$n (p_x)$		68 ± 0.5			

Tableau 5.1: Résumé des différentes mesures de dissociation de l' ^6He . Les largeurs (FWHM, mesurées dans le référentiel du laboratoire) sont données en MeV/c.

5.2.2 Calculs de Ershov

Pour les noyaux à halo, l'importance du continuum et la relation entre le caractère halo de l'état fondamental et sa structure est une question qui commence à être abordée de manière théorique [Vaa97]. Il est intéressant de savoir quelle peut être l'influence de ce continuum sur le mécanisme de réaction ainsi que sur les différentes observables utilisées dans l'étude des noyaux à halo. Récemment, Ershov *et al.* [Ers97] se sont intéressés à la structure du continuum de l' ^6He . Selon eux [Ers99],

la distribution en moment des particules α après dissociation contiendrait des informations sur la structure de ce continuum et notamment sur les excitations ("soft mode") présentes à basse énergie dans le spectre de ^6He [Ers97].

Ce modèle développé par Ershov *et al.* [Ers99] décrit la diffusion inélastique du projectile (^6He) vers son continuum, la cible restant dans son état fondamental. La théorie de réaction utilisée prend en compte la structure à trois corps du halo dans son état lié et dans le continuum (état de diffusion). La dynamique à trois corps est traitée complètement par des harmoniques hypersphériques [Zhu93]. Les interactions dans l'état final entre les trois fragments de ^6He (FSI) sont traitées par l'intermédiaire du calcul de la fonction d'onde dans le continuum. Les approximations sont faites au niveau de la description du mécanisme de réaction. Celui-ci est décrit dans le cadre de l'approximation d'impulsion en onde déformées (DWIA) et un processus de dissociation nucléaire en une étape est considéré.

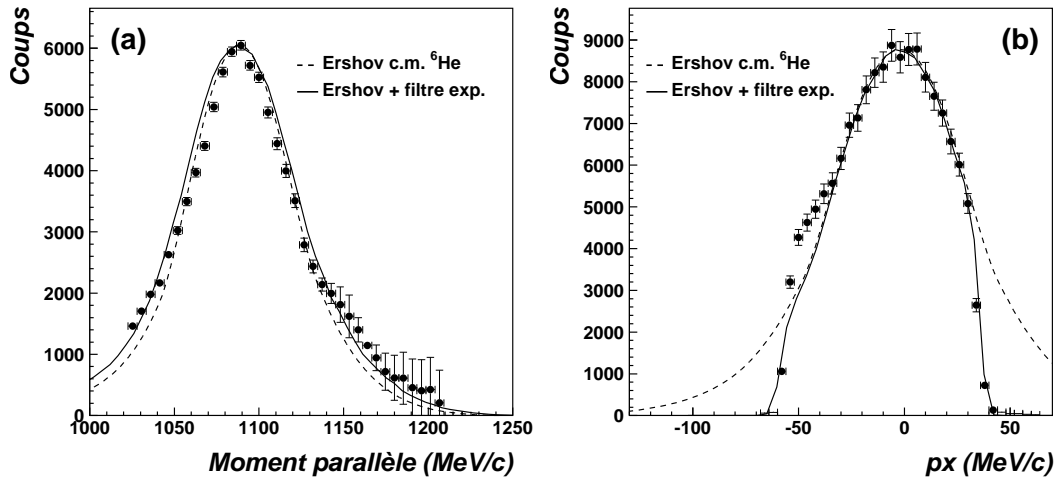


Figure 5.10: Comparaison des distributions en moment parallèle et transverse de l' ^4He obtenues avec les calculs de Ershov *et al.* [Ers99].

Dans le cadre de ce modèle, Ershov *et al.* ont calculé les distributions en moment, parallèle et transverse, des particules α après dissociation de ^6He sur cible de proton à 50 MeV/nucléon. La figure 5.10 compare le résultat de ces calculs avec nos propres mesures à 41.5 MeV/nucléon. Les distributions en moment de ^4He ont été calculées dans le centre de masse du projectile d' ^6He . Afin de pouvoir comparer directement ces calculs à nos données expérimentales, nous avons convolué ces distributions avec les différents effets d'élargissement de notre filtre expérimental (transformation de Lorentz, épaisseur de la cible, résolution de SPEG, voir annexe A et partie 3.1.3.3). La ligne en traits pointillés de la figure 5.10 correspond à la distribution calculée par Ershov *et al.*, celle en trait plein correspond à la distribution après convolution, directement comparable aux données. L'effet d'élargissement dû à la mesure, d'environ 10% n'est pas négligeable. Nous constatons que ces distributions sont en très

bon accord avec nos mesures (la hauteur des distributions calculées a été normalisée à nos données, pour une comparaison de la forme de ces distributions). Nous devons noter ici que ces calculs ont été réalisés à une énergie incidente de 50 MeV/nucléon, alors que notre énergie expérimentale était de 41.5 MeV/nucléon. Cependant, les distributions en moment s'avèrent être très peu sensibles à l'énergie incidente [Ers99].

La distribution en moment transverse calculée est plus large que la distribution parallèle, en bon accord avec nos données. Tous les effets d'élargissement transverse possibles (FSI) semblent donc être parfaitement décrits par le calcul.

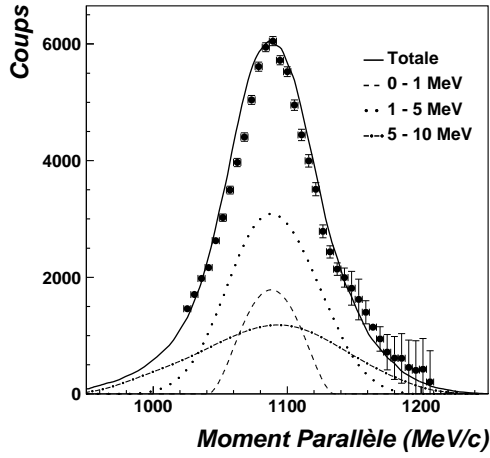


Figure 5.11: Distribution en moment parallèle expérimentale (points) et distribution en moment parallèle calculée [Ers99]. Les contributions de différentes régions du continuum de l' ${}^6\text{He}$ sont représentées séparément, pour des énergies d'excitation E_d dans les intervalles 0-1, 1-5, 5-10 MeV (E_d mesurée d'après le seuil de décroissance à trois corps $E_{seuil} = S_{2n} = 0.97$ MeV).

Ces distributions en moment semblent être sensibles à la structure du continuum de l' ${}^6\text{He}$. Comme montré par Ershov *et al.*, c'est l'importance relative des différentes régions du continuum de l' ${}^6\text{He}$ qui détermine la forme de la distribution en moment. La partie centrale est gouvernée par les énergies d'excitation inférieures à 1 MeV, région du continuum qui contient la résonance 2_1^+ à 0.83 MeV bien connue (figure 5.11). A l'opposé, l'importance des ailes de la distribution est déterminée par la structure de la région la plus haute du continuum, située entre 5 et 10 MeV. Cependant, la dépendance des distributions en moment à la position exacte des différents modes d'excitations dans le continuum n'est pas forte, ces distributions étant des observables très intégrées.

Ainsi, cette mesure de la distribution en moment des α après dissociation de l' ${}^6\text{He}$ sur une cible de protons peut nous renseigner sur la structure de son continuum. Celle prédite et utilisé pour ces calculs [Dan97, Ers99] est représentée sur la figure 5.12. L'accord entre les distributions en moment parallèle et transverses calculées et mesurées constitue une indication supplémentaire quant à la validité du continuum calculé. Cependant, les distributions en moment sont peu sensibles aux structures fines de ce continuum et de légers désaccords, notamment concernant la distribution transverse, subsistent entre le calcul et les données.

Figure 5.12: Continuum de l' ^6He prédit et utilisé dans les calculs, d'après [Dan97].

5.2.3 Section efficace

Durant l'expérience, la mesure du nombre de noyaux incidents a été faite de la même manière que lors l'expérience de perte d'un neutron (voir chapitre 3). L'intensité du faisceau primaire était enregistrée par un intégrateur de courant non interceptif. Le nombre de coups dans le détecteur veto permettait également de contrôler les variations de l'intensité du faisceau secondaire et de possibles changements de ses caractéristiques. Un run avec la cible vide a permis de compter le nombre de noyaux incidents avec SPEG et de le mettre en relation avec l'intensité du faisceau primaire.

Comme observé précédemment, les distributions en moment parallèle et transverse mesurées sont fortement coupées aux extrémités. Afin d'extraire la section efficace totale de dissociation de l' ^6He , nous avons essayé d'estimer la proportion d'événements non détectés. Pour ce faire, deux paramétrages des distributions en moment ont été utilisées : un ajustement lorentzien de la partie centrale détectée et la forme des distributions calculées par Ershov *et al.*. Nous avons en effet observé que ces deux fonctions reproduisaient bien la partie centrale détectée, mais le comportement à plus grands moments, correspondant à la partie non mesurée de ces deux fonctions est opposé. Ceci nous donnera deux valeurs extrêmes du nombre d'événements non détectés et donc de la section efficace totale. Selon la forme choisie pour les distributions en p_z et p_x , nous obtenons quatre valeurs possibles de section efficace, résumées dans le tableau 5.2.

Nous prenons la moyenne des valeurs obtenues avec ces deux paramétrages (74 et 39 mb) comme estimation finale de la section efficace. L'erreur est alors choisie comme l'écart maximum entre cette moyenne et ces deux valeurs, combinée avec l'erreur statistique. Nous obtenons ainsi une section efficace de 57 ± 18 mb correspondant à la dissociation de l' ^6He sur une cible de protons. Par comparaison, les calculs de Ershov *et al.* prédisent 63 mb, en très bon accord avec notre mesure.

p_z	p_x	
	lorentzienne	Ershov
lorentzienne	74 ± 0.3	53 ± 0.2
Ershov	54 ± 0.2	39 ± 0.2

Tableau 5.2: Sections efficaces (en mb) estimées selon le paramétrage utilisé pour les distributions en moment parallèle et transverse. La valeur finale est de 57 ± 18 mb.

5.2.4 Effets d'acceptance en moment transverse

De même que lors de l'étude des réactions de perte d'un neutron (voir chapitre 4), nous avons voulu tester l'influence de coupures en moment transverse sur la distribution en moment parallèle. Nous avons en effet remarqué que la distribution en moment transverse n'était pas détectée totalement et nous avons voulu savoir si la distribution parallèle pouvait s'en trouver modifiée. Comme expliqué dans la partie 4.4, nous avons réduit symétriquement l'acceptance en angle de SPEG lors de l'analyse et observé les influences de cette réduction sur la distribution en p_z . Nous avons alors constaté une réduction de la largeur de la distribution en moment parallèle (figure 5.13).

Ainsi, il existe donc bien une corrélation entre les différentes composantes du moment du cœur, comme cela a été vu dans le cas de perte d'un neutron pour les noyaux dont la fonction d'onde du neutron de valence est majoritairement s , bien qu'ici le processus de dissociation semble être différent. Ceci explique peut-être la très légère différence de largeur observée entre la distribution en moment parallèle calculée par Ershov *et al.* et celle mesurée (voir figure 5.10). Le calcul a en effet été réalisé en supposant une acceptance complète en moment transverse, ce qui n'est pas le cas expérimentalement, comme nous l'observons sur la figure 5.9(b).

Nous avons étudié l'effet de ces réduction en acceptance transverse dans le cas d'une distribution en moment tridimensionnelle lorentzienne pour l' ^4He après dissociation. Le calcul a été fait par méthode Monte-Carlo, en prenant en compte tous les effets expérimentaux, comme décrit dans l'annexe A. La largeur de la distribution lorentzienne en trois dimensions, $\Gamma = 76.8$ MeV/ c , a été choisie pour reproduire celle observée expérimentalement pour la distribution parallèle. Dans ce cas, il faut noter que la largeur plus importante de la distribution transverse ne peut pas être reproduite en utilisant une simple distribution lorentzienne en trois dimensions. Nous constatons alors un effet de réduction différent de celui observé expérimentalement (figure 5.14). Peut-être, ici, un calcul plus complet et plus réaliste (incluant les effets dus à la réaction et les FSI) de la distribution en moment tridimensionnelle du cœur serait nécessaire pour reproduire de manière plus précise cet effet de réduction.

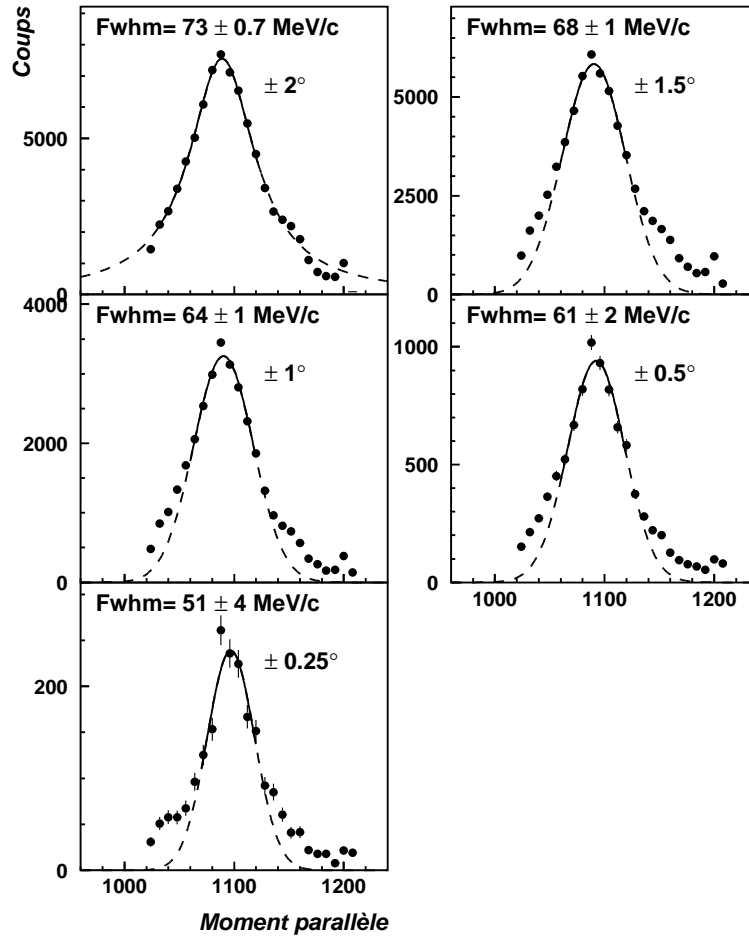


Figure 5.13: Distributions en moment parallèle de l' ^4He , en fonction de l'acceptance en degrés du spectromètre. Les courbes correspondent à un ajustement lorentzien (première figure) ou gaussien (autres figures) utilisé pour déterminer la largeur des distributions.

5.3 Conclusions

En résumé de ce chapitre, nous avons mesuré la distribution en moment de l' ^4He après dissociation de l' ^6He sur une cible de proton. Les largeurs (FWHM) mesurées (dans le référentiel du laboratoire) pour les distributions parallèles et transverses sont respectivement de $73 \pm 1 \text{ MeV}/c$ et $89 \pm 3 \text{ MeV}/c$. La section efficace de dissociation estimée est de $57 \pm 18 \text{ mb}$. Dans ce cas d'une cible simple et d'un noyau à halo dont la structure est la mieux connue, la description théorique de ce processus proposée par Ershov *et al.* correspond bien aux observations expérimentales. Les distributions en moment observées s'expliquent en considérant la diffusion inélastique de l' ^6He sur

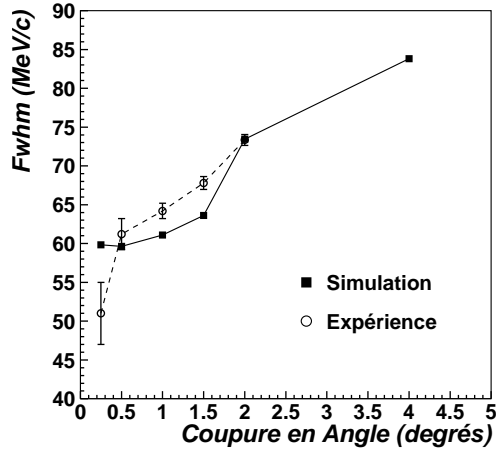


Figure 5.14: Evolution de la largeur (FWHM) de la distribution en moment parallèle des α en fonction de la réduction de l'acceptance angulaire du spectromètre. Les points blancs correspondent aux données, les carrés noirs à une simulation supposant une distribution lorentzienne en trois dimensions pour l' α .

le proton. Elles sont donc sensibles à la structure du continuum de l' ${}^6\text{He}$ plus qu'à celle de son état fondamental, notamment en ce qui concerne les "ailes" de ces distributions.

Enfin, une influence de l'acceptance de détection transverse sur la largeur et la forme de la distribution en moment parallèle a également été observée. La largeur de la distribution parallèle se trouve réduite par la non détection d'une partie de la distribution transverse. Cet effet est certainement à prendre en compte pour une comparaison plus détaillée des résultats avec des calculs théoriques.

Chapitre 6

Capture radiative : ${}^6\text{He} + \text{p}$

Comme nous l'avons vu dans les chapitres 1 et 5, l' ${}^6\text{He}$ est un noyau à halo intéressant en raison de sa structure à trois corps dont la mieux connue parmi les noyaux à halo de deux neutrons (voir chapitre 5). C'est également l'un des noyaux à halo les plus faciles à produire et pour lequel il est possible d'obtenir l'intensité de faisceau la plus grande. C'est donc pour ces différentes raisons que nous avons choisi ce noyau pour tester une nouvelle sonde possible pour l'étude des noyaux à halo : la capture radiative d'un proton à haute énergie. L'utilisation de ce mécanisme de réaction pour sonder la structure de l' ${}^6\text{He}$ présente de nombreux avantages. Tout d'abord, l'interaction électromagnétique régissant la capture radiative est bien connue. D'autre part, les γ émis ne sont pas soumis à des interactions dans l'état final qui compliquent l'interprétation des réactions de dissociation. Enfin, à haute énergie, nous pouvons penser que le proton soit sensible aux sous-structures de l' ${}^6\text{He}$ (neutron ou di-neutron du halo) Cependant, les sections efficaces de telles réactions sont très faibles, de l'ordre du μb , il nous fallait donc un faisceau de grande intensité et un dispositif expérimental de grande efficacité pour compenser cela.

Dans cette partie, nous présenterons les résultats de cette étude. Nous décrirons d'abord les méthodes d'analyse employées, ainsi que les outils de simulation développés pour cette analyse. Nous montrerons dans un deuxième temps les résultats obtenus ainsi que l'interprétation et les conclusions que nous en avons fait.

6.1 Analyse

6.1.1 Identification des produits de capture avec SPEG

Lors de cette expérience, le spectromètre SPEG placé à 0° , symétriquement ($\pm 2^\circ$) a été utilisé pour séparer les produits de capture radiative, émis à l'avant (cinématique inverse), du faisceau incident. La grande différence entre la rigidité magnétique des ${}^6\text{He}$ incidents ($B\rho = 2.813 \text{ Tm}$) et celle des différents produits de réaction ($B\rho \approx 1.45\text{-}1.85 \text{ Tm}$) a permis une très bonne séparation. Plusieurs rigidités différentes ont été employées pour SPEG, afin de pouvoir détecter les différents produits de capture possibles présentés au chapitre 1.

L'identification des produits de réaction dans SPEG a été faite par la méthode

ΔE -temps de vol. Comme il s'agit ici de particules légères, pour une meilleure séparation, nous avons utilisé la somme des pertes d'énergie dans les chambres à dérive de SPEG comme signal ΔE , et non pas la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation seule, celle-ci étant trop faible pour une bonne séparation. Un exemple d'identification est donné dans la figure 6.1.

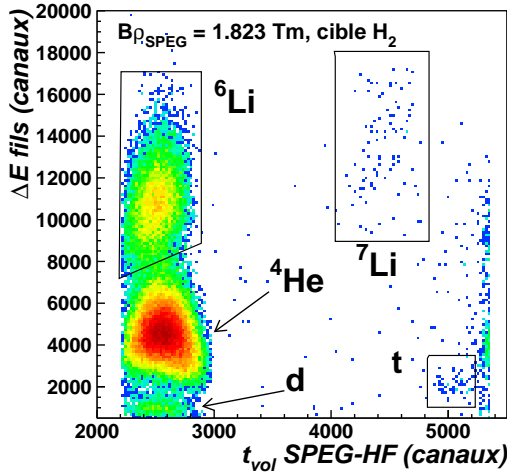


Figure 6.1: Matrice $\Delta E - E$ obtenue avec la somme des pertes d'énergie sur les fils des chambres à dérive (ΔE) et le plastique de SPEG ($B\rho_{SPEG} = 1.823 \text{ Tm}$, faisceau d' ${}^6\text{He}$ sur cible d' H_2).

SPEG a également permis de mesurer le moment et l'angle de diffusion de ces différents produits de réaction. Le spectromètre était utilisé en mode chromatique avec, donc, une résolution en moment plus faible, donnée par la dispersion en moment du faisceau d' ${}^6\text{He}$, $(\Delta p/p)_{FWHM} = 7.8 \cdot 10^{-3}$. Les étalonnages en angle et en moment sont les mêmes que ceux décrits dans le chapitre 5 (même expérience), suivant la procédure détaillée dans le chapitre 3.

6.1.2 Détection des photons de haute énergie

La détection des photons de haute énergie de capture radiative était assurée par le Château de Cristal. C'est la première fois que ce détecteur était utilisé pour la détection de photons d'énergie aussi élevée. Il nous a donc fallu développer l'ensemble des outils d'étalonnage, d'analyse et de simulation associés à ce multi-détecteur.

6.1.2.1 Etalonnage en énergie des détecteurs BaF_2

Les cristaux de BaF_2 du Château de Cristal ont servi à la détection des photons γ de haute énergie (40 MeV environ). Il a donc été nécessaire d'étalonner les BaF_2 sur une grande gamme en énergie (0 à 60 MeV). Pour cela, nous avons utilisé trois éléments :

- le piédestal.
- une source radioactive d'Am/Be ($E_\gamma = 4.43 \text{ MeV}$).
- le rayonnement cosmique.

Le premier point d'étalonnage est le piédestal des codeurs. C'est la valeur mesurée par le QDC en l'absence d'énergie déposée dans les BaF_2 et il correspond au point $E_\gamma=0$. La valeur de ce piédestal est égale à la somme de la charge réglable et intrinsèque au module et de l'intégration du bruit présent sur la ligne à l'entrée du module. On mesure ce piédestal en déclenchant de manière aléatoire (décorrélée de tout événement physique) l'acquisition et le codage des QDC.

Un deuxième point de calibration à basse énergie est obtenu par l'emploi d'une source radioactive d'Am/Be. Cette source émet des photons de 4.43 MeV par la réaction : $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{13}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \text{n} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma + \text{n}$.

Les points d'étalonnage à haute énergie sont plus difficiles à obtenir. Nous avons utilisé pour cela le rayonnement cosmique. Au niveau de la mer, celui-ci est constitué principalement de muons (47.3 % μ^+ , 50.4 % μ^-) et de 1.7 % de protons [All79]. Ces muons sont produits dans les gerbes hadroniques et électromagnétiques induites dans l'atmosphère par les particules cosmiques. Leur distribution angulaire par rapport au zénith est en $\cos^2 \theta$, et leur distribution en énergie en $1/E^2$ (énergie moyenne de 2 GeV) [All79]. Ce sont des particules au minimum d'ionisation, c'est-à-dire que leur perte d'énergie dans la matière dépend uniquement de l'épaisseur de matériau traversé. Dans le cas du BaF_2 , cette perte d'énergie est de 6.6 MeV/cm [Mat88].

Ainsi, dans les cristaux du Château de Cristal, selon que les muons traversent les détecteurs verticalement ou horizontalement, ils déposent respectivement 100 MeV et 60 MeV environ (figure 6.2). Ceci nous fournit deux points d'étalonnage supplémentaires. Le spectre en énergie, dû à l'interaction des μ dans chaque détecteur, a été calculé pour chacun des détecteurs à l'aide d'une simulation Monte-Carlo utilisant le programme GEANT [Bru87] (voir annexe B). Ce calcul nous a permis de déterminer précisément la valeur de ces deux points d'étalonnage.

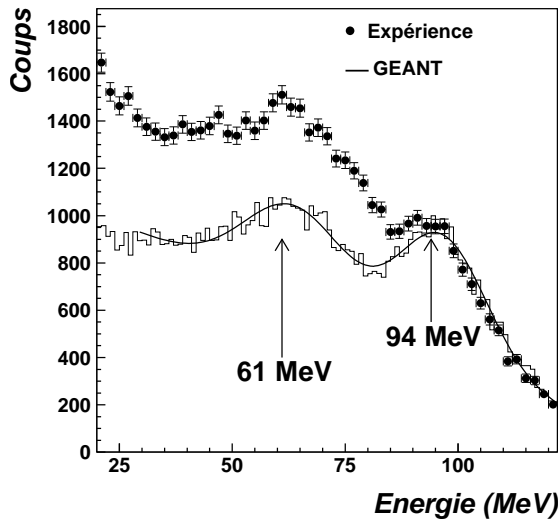


Figure 6.2: Spectre en énergie des muons cosmiques dans un BaF_2 : spectre expérimental (points) et spectre simulé avec GEANT (histogramme). La ligne continue correspond à un ajustement du spectre simulé avec une droite et deux gaussiennes.

Afin de séparer un peu mieux dans ce spectre la composante transverse de la composante horizontale, nous avons effectué une sélection sur le nombre de détecteurs touchés : une multiplicité inférieure à 3 signe un muon vertical alors qu'une

multiplicité supérieure à 3 signe un muon horizontal (figure 6.3). Il est alors possible de déterminer séparément le centroïde de ces deux pics par ajustement d'une droite et d'une gaussienne additionnées.

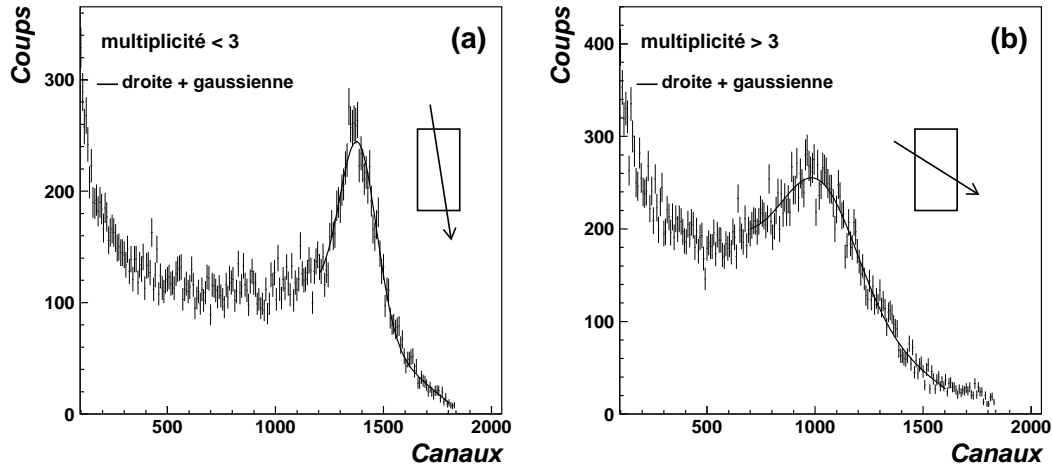


Figure 6.3: Sélection sur la multiplicité pour séparer les composantes horizontale et verticale du rayonnement cosmique (la ligne correspond à un ajustement avec une droite et une gaussienne utilisé pour déterminer la position du pic).

L'étalonnage en énergie de chaque détecteur est ensuite obtenu par un ajustement à l'aide d'un polynôme du deuxième ordre sur les quatre points de calibration cités précédemment. En effet, nous avons remarqué un effet de saturation à haute énergie sur certains détecteurs (figure 6.4(a)), et donc une réponse non linéaire des détecteurs en fonction de l'énergie. Une procédure automatique permet de traiter les spectres expérimentaux de calibration et de réaliser l'étalonnage des 74 détecteurs.

6.1.2.2 Stabilité au cours du temps

Il est nécessaire de pouvoir tester la stabilité de ces calibrations en énergie tout au long de la durée de l'expérience et, au besoin, corriger ces calibrations d'une éventuelle variation.

Pour cela, nous avons effectué deux calibrations séparées : l'une avant l'expérience et la seconde en fin d'expérience. En comparant les valeurs relevées des différents pics d'étalonnage (source d'Am/Be, pics à 60 et 100 MeV du rayonnement cosmique) obtenus dans les deux cas (figure 6.5), nous ne constatons aucune variation significative. Nous ne voyons pas non plus apparaître de dérive systématique entre ces deux étalonnages. Ceci indique que la réponse de nos détecteurs BaF₂ est restée stable pendant la durée de l'expérience. Les coefficients d'étalonnage ont donc été choisis comme étant la moyenne de ces deux mesures. Ils sont supposés rester constants durant toute la durée de l'expérience.

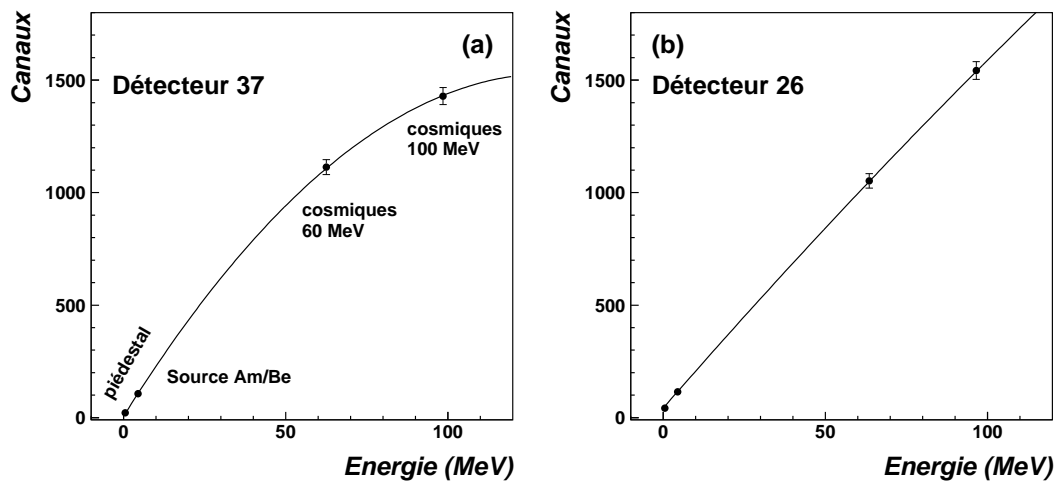


Figure 6.4: Exemple de courbes d'étalonnage pour deux détecteurs.

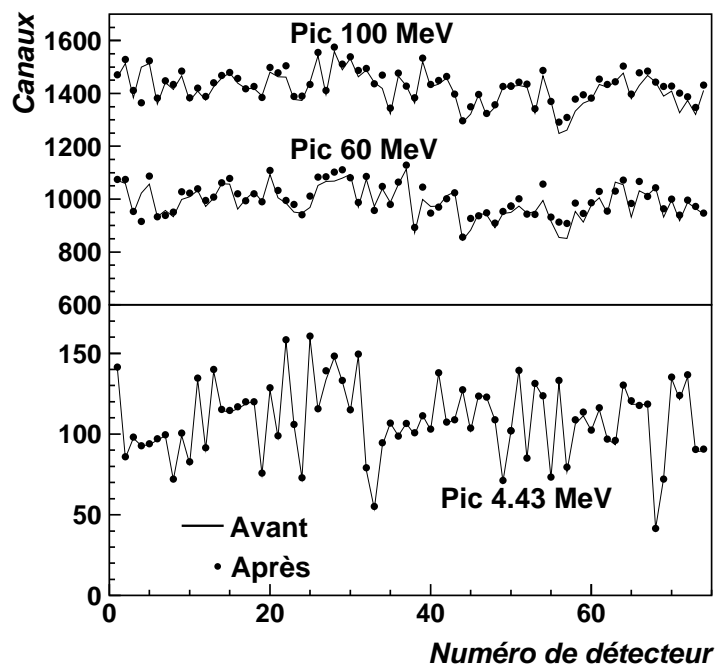


Figure 6.5: Valeurs en canaux des trois points d'étalonnage pour les 74 détecteurs, obtenus lors des deux calibrations, avant (traits pleins) et après (points) l'expérience.

6.1.2.3 Etalonnage en temps

Le temps individuel de chaque détecteur du Château était mesuré par rapport à la HF de l'accélérateur à l'aide d'un TFC.

La figure 6.6 montre un spectre en temps de vol obtenu avec un détecteur BaF_2 . Nous observons un pic principal qui contient à la fois les événements γ et les neutrons produits lors de la réaction. Les pics suivants correspondent aux événements en coïncidence fortuite, c'est-à-dire des événements issus de réactions induites par le faisceau arrivant un ou deux pulses après l'événement de déclenchement (l'acquisition de ces événements est possible car la longueur de la porte de coïncidence est supérieure à 100 ns et la gamme en temps des TFC était de 450 ns). Ces pics sont donc séparés en temps par une (ou plusieurs) période HF, soit 100 ns. Ceci nous permet de réaliser l'étalonnage en temps de chaque détecteur. Les temps individuels de chaque détecteur sont alignés en prenant le centroïde du pic principal (temps $t = 0$).

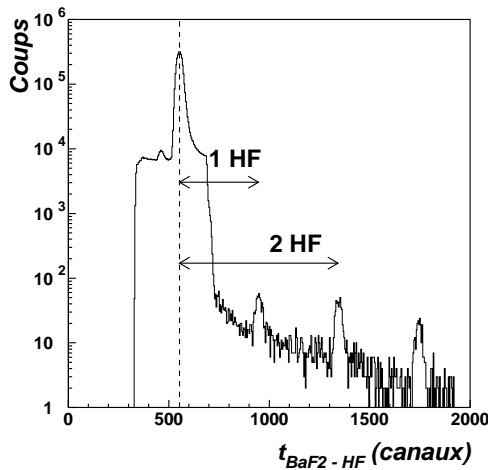


Figure 6.6: Spectre en temps associé à un détecteur BaF_2 .

La dispersion en énergie du faisceau secondaire est importante ($\Delta E/E \approx 1\%$). Sur la distance de vol du faisceau (100 m), ceci induit une dispersion en temps des particules incidentes de 6 ns à leur arrivée sur la cible. Notre mesure de temps dans les BaF_2 se faisant par rapport à la HF de l'accélérateur, nous ne pouvons pas obtenir une résolution meilleure que ces 6 ns. Les détecteurs BaF_2 étant placés à 30 cm de la cible, la différence de temps entre les neutrons et les γ produits est de 3 ns environ. Il est donc impossible de discriminer événement par événement neutrons et γ dans les détecteurs par mesure du temps de vol.

La séparation entre les photons et les autres particules (neutrons, muons cosmiques) est donc faite grâce à la coïncidence avec SPEG. En effet, le bruit de fond γ intrinsèque aux BaF_2 du Château de Cristal est de basse énergie (< 5 MeV), comparé à l'énergie des photons de capture (30 à 50 MeV). La détection d'un produit de capture dans SPEG (${}^6,{}^7\text{Li}$) en coïncidence avec un événement de haute énergie dans le Château de Cristal nous permet donc de dire qu'il s'agit bien d'un photon.

6.1.2.4 Energie et angle des photons détectés

L'interaction des photons de haute énergie dans le Château de Cristal se fait par création d'une gerbe électromagnétique qui touche plusieurs détecteurs (1 à 4). Pour déterminer les caractéristiques de ce photon, il faut reconstruire la gerbe électromagnétique en retrouvant l'ensemble des détecteurs participants à cette même gerbe. Pour cela, nous avons développé un algorithme de reconstruction regroupant les détecteurs contigus touchés. Chaque groupe ainsi reconstruit correspond à l'interaction d'une particule dans le Château de Cristal (photon ou autre, neutron, muon cosmique).

Dans le cas des photons, la somme des énergies individuelles des détecteurs du groupe nous donne l'énergie du photon. Cette reconstruction des groupes de détecteurs touchés nous permet de distinguer l'interaction simultanée de deux particules dans le Château (si leur points d'impact ne sont pas trop proches). Il est ainsi possible de détecter et de séparer deux photons émis en coïncidence (voir paragraphe 6.2.3). L'utilisation d'un seuil bas de 1 MeV pour chaque QDC (voir paragraphe 2.2.3) permet une meilleure reconstruction de la gerbe et une détermination plus précise de l'énergie totale du photon incident.

Une fois le groupe de détecteurs correspondant à un photon reconstruit, il est possible de déterminer la direction d'émission (\vec{r}) du photon (6.3). Nous calculons pour cela le barycentre des détecteurs touchés avec un angle et un poids logarithmique W_i [Mar95] associés à chaque détecteur et fonction de l'énergie déposée dans le détecteur E_i (6.2).

$$E_\gamma = \sum_i E_i \quad (6.1)$$

$$W_i = \text{MAX} \left\{ 0, W_0 + \ln \left(\frac{E_i}{E_\gamma} \right) \right\} \quad (6.2)$$

$$\vec{r}_\gamma = \frac{\sum_i W_i \vec{r}_i}{\sum_i W_i} \quad (6.3)$$

Si nous utilisons pour chaque détecteur une direction \vec{r}_i fixe correspondant à la direction de son centre vu de la cible, nous observons un effet de discrétisation des angles ainsi reconstruits. Pour éviter cela, les angles (θ, ϕ) associés à chaque détecteur ne sont pas fixes mais sont tirés aléatoirement selon une distribution gaussienne (de largeur $\sigma \approx 5.5^\circ$) correspondant à la couverture angulaire du détecteur. La couverture angulaire de chaque détecteur est calculée à l'aide de notre simulation (voir annexe B) et prends en compte le développement de la gerbe électromagnétique créée par l'interaction du γ dans le Château. La distribution angulaire des photons calculée par cette méthode est plus uniforme. Mais, afin de ne pas introduire de biais dans les données par l'emploi d'un tirage aléatoire, il est nécessaire de disposer d'une statistique suffisante. Pour éviter cet effet, l'angle final est calculé comme la moyenne de trois reconstructions indépendantes.

6.1.3 Simulation Monte-Carlo : un outil d'aide à l'analyse

Afin d'aider à l'analyse des données, nous avons développé une simulation Monte-Carlo basée sur l'emploi du programme GEANT [Bru87] (voir annexe A). Cette simulation nous permet de prendre en compte les effets du filtre expérimental sur nos données. Ces effets sont principalement de deux types :

- Effets géométriques, dus à l'acceptance géométrique finie des détecteurs et à des éléments mécaniques pouvant masquer l'émission de particules.
- Effets dus à la réponse et à la résolution des détecteurs (important dans le cas des détecteurs BaF_2).

Ainsi, parmi ces effets, nous pouvons citer l'influence du support de la cible d'hydrogène liquide sur l'absorption des photons émis. L'efficacité de détection à 90° est alors inférieure à 100%, comme nous le constatons sur la figure B.1 donnée dans l'annexe B et représentant la courbe d'efficacité de détection des photons calculée par notre simulation.

De même, lorsque expérimentalement, nous demandons la coïncidence entre deux détecteurs, cette simulation nous permet d'estimer les effets réciproques sur les différentes observables de l'acceptance limitée de chaque détecteur. Ainsi, lors de l'étude de la capture radiative sur ${}^6\text{He}$, l'acceptance de SPEG ne permet pas la détection de tous les ${}^7\text{Li}$ produits. Comme le spectre des photons de capture est observé en coïncidence avec un ${}^7\text{Li}$, la distribution angulaire des γ mesurée est tronquée (figure 6.7 (b), courbe en trait plein) par rapport à la distribution réelle qui pourrait être obtenue si tous les ${}^7\text{Li}$ étaient détectés (tirets). Ceci est dû à la cinématique à deux corps de la réaction : le γ et le ${}^7\text{Li}$ sont émis dos à dos dans le centre de masse. Les ${}^7\text{Li}$ de plus faible moment correspondent donc aux γ émis à l'avant, et inversement. Le spectre en énergie des photons n'est, lui, pas modifié (figure 6.7 (a), son énergie dans le centre de masse de la réaction étant toujours la même).

L'utilisation de GEANT pour cette simulation Monte-carlo permet de décrire l'interaction des γ de haute énergie avec les détecteurs BaF_2 . Nous pouvons ainsi simuler le développement de la gerbe électromagnétique créée par l'interaction des γ et la répartition de l'énergie déposée dans les différents détecteurs. De plus, il est facile d'introduire la géométrie exacte de la chambre de réaction et de la cible et de prendre en compte de possibles effets d'absorption des particules dans les matériaux environnant les détecteurs (supports mécaniques, etc.).

Cette simulation est également un outil qui va aider à la compréhension des données. Nous pouvons en effet simuler différentes hypothèses et modèles théoriques et comparer les différentes observables directement avec nos données en prenant en compte la plupart des effets, parfois complexes, dus au dispositif expérimental.

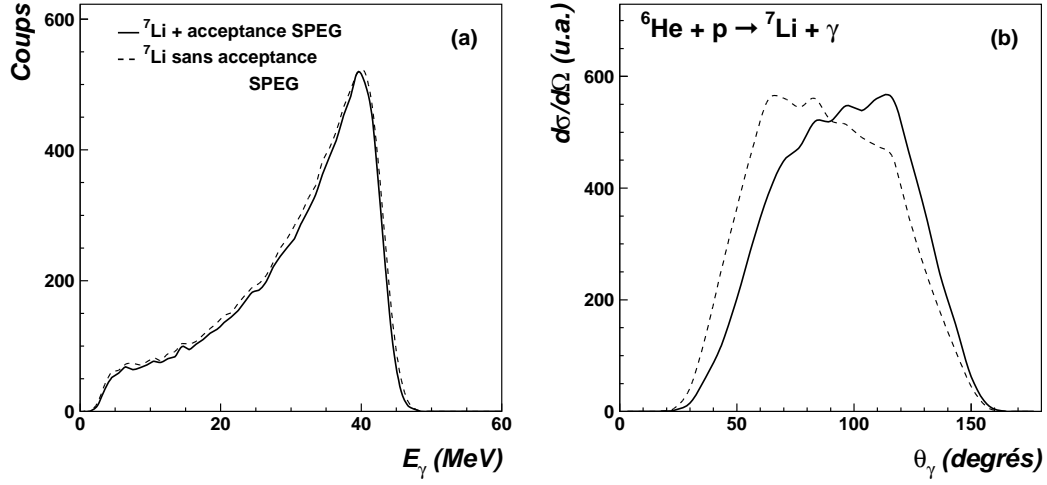


Figure 6.7: Effet de l'acceptance de SPEG sur les distributions en énergie (a) et en angle (b) des photons (avec un ${}^7\text{Li}$ détecté en coïncidence dans SPEG, la formule (6.4) a été utilisée pour la distribution angulaire des γ de capture).

6.2 Résultats et interprétations

Dans cette partie, nous présenterons les différents résultats obtenus lors de cette expérience. Nous parlerons tout d'abord des données correspondant à la détection en coïncidence du ${}^7\text{Li}$ et de photons de haute énergie, signant la capture du proton sur l' ${}^6\text{He}$.

Ensuite, nous passerons au principal intérêt de cette expérience : la recherche d'une possible capture radiative du proton sur un sous-système de l' ${}^6\text{He}$. Nous discuterons tout d'abord d'éventuels événements de capture du proton sur un neutron (ou di-neutron) du halo. Nous avons également observé la formation de ${}^6\text{Li}$ en coïncidence triple avec des γ de haute énergie et de 3.5 MeV. Les différentes interprétations possibles de ces événements seront exposées et discutées. Enfin, des événements dans le Château de Cristal pouvant correspondre à des photons en coïncidence avec des ${}^4\text{He}$ dans SPEG ont également été identifiés.

6.2.1 ${}^7\text{Li}$ dans SPEG + γ

6.2.1.1 Observations expérimentales et spectre en énergie des γ

Lors de cette expérience, nous avons détecté des photons de haute énergie en coïncidence avec des ${}^7\text{Li}$ émis aux angles avant dans SPEG. Dans ce cas, le spectre en énergie de ces photons (figure 6.8) est très propre et le pic observé dans ce spectre à environ 42 MeV permet de signer sans ambiguïté une réaction de capture radiative. De plus, les ${}^7\text{Li}$ détectés ne peuvent être produits que par capture du proton sur l' ${}^6\text{He}$. Le spectre en énergie de ces γ dans le Château de Cristal est donné dans la

figure 6.8 (a). L'énergie des photons détectés est ramenée dans le référentiel du centre de masse de la réaction (${}^6\text{He}-p$). N'ayant pas l'énergie événement par événement des ${}^6\text{He}$ incidents, nous considérons pour effectuer cette transformation de Lorentz que ceux-ci ont une énergie moyenne de 40.5 MeV/nucléon (énergie calculée au milieu de la cible). La distribution angulaire de ces photons est donnée dans la figure 6.8 (b).

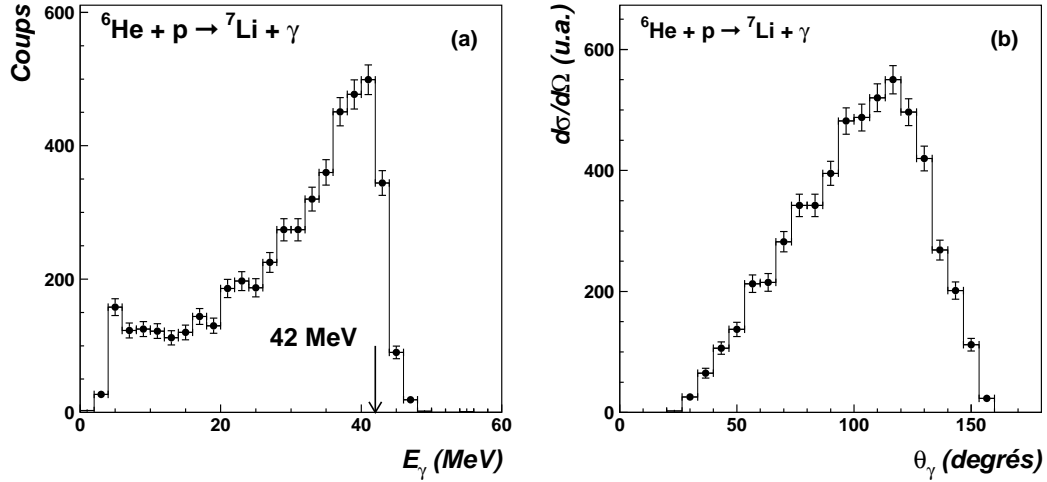


Figure 6.8: Spectre en énergie (a), dans le référentiel du centre de masse ${}^6\text{He}-p$, et distribution angulaire (b), dans le laboratoire, des photons détectés en coïncidence avec un ${}^7\text{Li}$ dans SPEG.

Le spectre en énergie observé présente un pic situé à environ 42 MeV et une forme large à plus basse énergie. Afin d'expliquer la forme de ce spectre, nous avons effectué une simulation de la cinématique à deux corps du processus de capture (comme décrit dans l'annexe B) en prenant en compte la réponse des détecteurs BaF_2 . La courbe en trait plein de la figure 6.9 (a) correspond à la capture du proton sur l' ${}^6\text{He}$ formant le ${}^7\text{Li}$ dans son état fondamental. Ce processus est associé à l'émission de γ mono-énergétiques de 42 MeV. Les données et la simulation sont analysées de la même manière (même méthode de transformation de Lorentz). Ainsi, l'erreur introduite par cette transformation de Lorentz, d'énergie incidente fixe, sur le spectre en énergie dans le centre de masse est également prise en compte pour les événements simulés. Nous constatons alors que la courbe obtenue décrit bien le spectre en énergie observé. La largeur de ce spectre est due à la réponse en énergie des BaF_2 du Château (voir annexe B). Un léger désaccord entre le spectre calculé et les données apparaît à basse énergie. Ceci est certainement dû à des effets d'échappement d'une partie de la gerbe électromagnétique qui ne sont pas complètement décrits par notre simulation.

Nous avons pour l'instant considéré simplement un processus de capture vers l'état fondamental du ${}^7\text{Li}$. Cependant, le ${}^7\text{Li}$ possède un premier état excité $1/2^-$ de

basse énergie à 477 keV [AS88] (voir figure 6.22) et la capture vers cet état excité est également possible. Or, notre dispositif expérimental ne nous permet pas de distinguer une capture vers l'état fondamental du ${}^7\text{Li}$ d'une capture vers son premier état excité. En effet, dans ces deux cas, les énergies des γ de capture sont très proches (40.7 MeV et 40.3 MeV) et il est impossible de les distinguer avec la résolution en énergie du Château. Deux simulations considérant la capture vers l'état fondamental (trait plein) et vers ce premier état excité (pointillés) sont représentées dans la figure 6.9(a). Nous constatons que les spectres en énergie sont alors quasiment identiques. La détection de ces photons de 477 keV de décroissance de cet état est également impossible, le seuil bas en énergie des BaF_2 étant fixé à 1 MeV. En outre, les noyaux de ${}^7\text{Li}$ ont environ les mêmes caractéristiques (énergie et angle d'émission) dans ces deux cas.

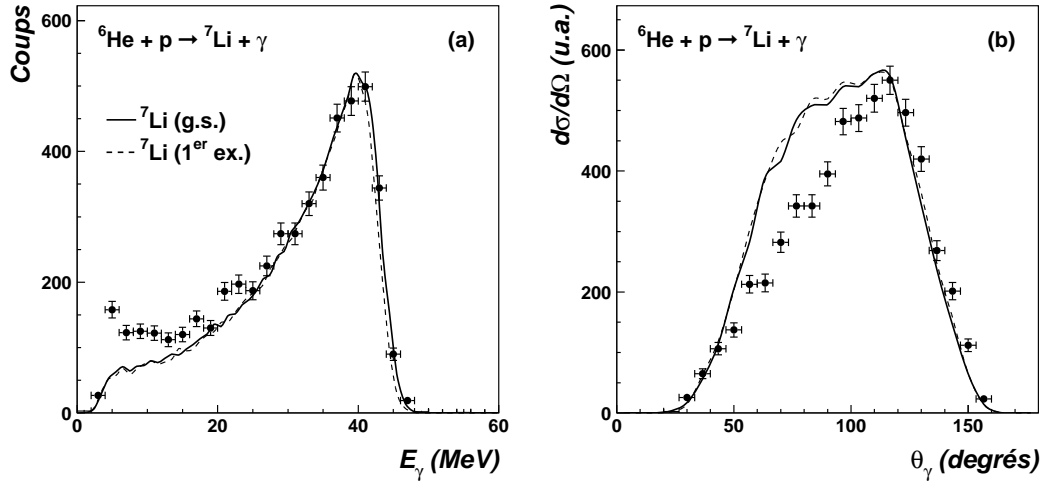


Figure 6.9: Simulation avec un mélange de capture vers le fondamental et vers le premier état excité du ${}^7\text{Li}$ (trait plein) et en considérant uniquement la capture vers l'état fondamental (tirets).

Les distributions mesurées correspondent donc très certainement à un mélange d'événements de capture vers le fondamental et vers le premier état excité du ${}^7\text{Li}$. Des calculs microscopiques réalisés par Descouvemont [Des99] indiquent que la section efficace de capture serait plus importante sur le premier état excité ($1/2^-$) que sur le fondamental ($3/2^-$) : 51 μb contre 21 μb .

Il est également possible de comparer les caractéristiques des ${}^7\text{Li}$ détectés avec le résultat de notre simulation. SPEG nous permet de mesurer le moment parallèle p_z ainsi que l'angle θ_{speg} après la cible des ${}^7\text{Li}$ (figure 6.10). Nous constatons le bon accord des distributions de p_z et θ_{speg} avec notre simulation. Concernant la distribution en moment parallèle, un léger désaccord est observé sur la partie droite. Ceci est dû à la distribution angulaire classique, équation (6.4), utilisée ici pour l'émission des photons de capture radiative. Comme nous allons le voir par la suite,

cette formule classique ne décrit pas très bien la distribution angulaire des photons mesurée expérimentalement. S'agissant d'une réaction à deux corps, la distribution angulaire des photons et la distribution en moment des ${}^7\text{Li}$ sont corrélées. Le mauvais paramétrage de la distribution angulaire des γ explique donc ce désaccord visible sur la distribution en moment des ${}^7\text{Li}$.

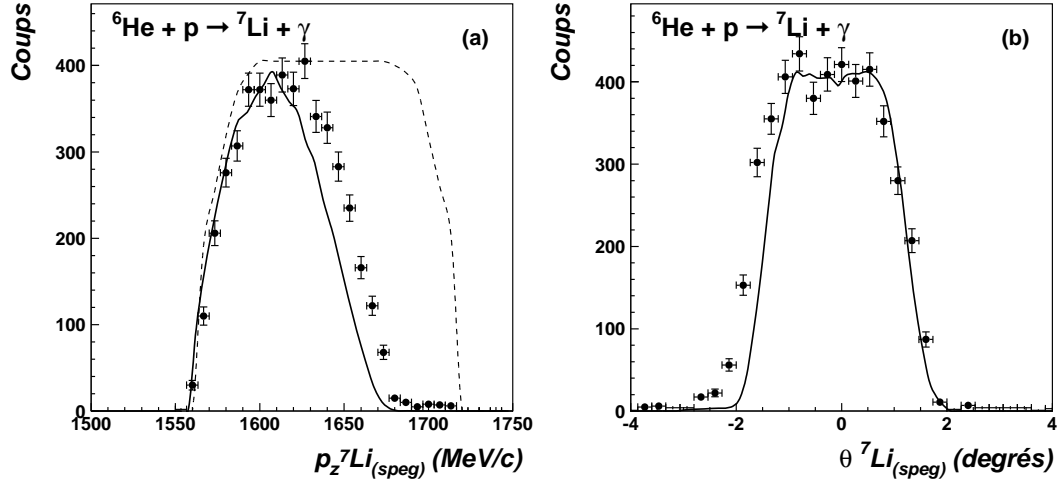


Figure 6.10: Distribution en moment parallèle (a) et en angle θ_{speg} (plan $X-Z$) (b) des ${}^7\text{Li}$ détectés dans SPEG. La courbe en pointillés de la figure (a) représente l'efficacité de détection en moment de SPEG (normalisée aux données).

Nous constatons également que l'acceptance en moment parallèle de SPEG n'est pas suffisante pour détecter l'ensemble de la distribution (figure 6.10(a)). Nous n'avons accès qu'à la partie à haute énergie de cette distribution.

6.2.1.2 Distribution angulaire des γ

Passons maintenant à la description de la distribution angulaire des photons de capture, présentée dans la figure 6.8. S'agissant d'un processus de réaction à 2 corps, l'acceptance en moment de SPEG et la non détection d'une partie des ${}^7\text{Li}$ produits par la capture radiative influe sur la distribution angulaire des photons γ détectés en coïncidence. Ainsi, sur la figure 6.7(b), la courbe en tirets correspond à la distribution angulaire des γ , reconstruite après détection, si nous supposons que tous les ${}^7\text{Li}$ sont détectés. Si maintenant nous considérons dans la simulation l'acceptance en moment de SPEG, la distribution angulaire des γ détectés s'en trouve fortement modifiée (ligne pleine) et correspond également mieux aux données.

Dans une approximation classique simple (sans effets quantiques), la distribution en angle des photons ne dépend que des énergies et charges des deux particules incidentes. Elle est alors donnée par la formule [Hoe99a, Hoe99b] (voir annexe B) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma dE_\gamma} = \frac{[E_1 Z_2 - E_2 Z_1 - (Z_1 + Z_2)p \cos \theta]^2}{[E_1 E_2 + (E_1 - E_2)p \cos \theta - p^2 \cos^2 \theta]^2} \sin^2 \theta \quad (6.4)$$

La distribution angulaire simulée calculée d'après cette approximation classique est comparée aux données dans la figure 6.11(a). La courbe en tirets correspond à la distribution calculée avec la formule (6.4) et la distribution en trait plein est la distribution résultante après convolution avec le filtre expérimental. Nous voyons que cette dernière diffère légèrement des données autour de 50-100°. Nous avons donc essayé de déconvoluer notre distribution angulaire expérimentale des effets dus au dispositif de détection afin d'en déduire la distribution en angle réelle des γ dans cette réaction.

La courbe d'efficacité de détection angulaire du Château a été calculée à l'aide de notre simulation GEANT en utilisant une distribution de γ isotrope (voir figure B.1). Nous avons donc corrigé la distribution angulaire mesurée de cette efficacité. Cette distribution corrigée a ensuite été transformée du laboratoire au centre de masse ${}^6\text{He}+p$. Les distributions angulaires de photons provenant d'une réaction de capture radiative peuvent être caractérisées par une somme de polynômes de Legendre (voir chapitre 1). Nous avons donc ajusté une telle fonction (6.5) sur la distribution obtenue.

$$W(\theta) = A_0 \left(1 + \sum_{k=1}^4 a_k P_k(\cos \theta) \right) \quad (6.5)$$

La valeur moyenne des coefficients a_k résultants est donnée dans le tableau 6.1. A_0 est un coefficient de normalisation dépendant de la section efficace totale obtenue.

a_1	a_2	a_3	a_4
-0.808	-0.481	0.633	-0.244

Tableau 6.1: Coefficients a_k moyens obtenus par ajustement sur la distribution angulaire expérimentale déconvoluée.

Pour cet ajustement, le principal problème est que la distribution angulaire n'a pas été mesurée aux extrémités (0 et 180°), à cause de la difficulté à placer des détecteurs à ces angles. L'erreur commise aux extrémités de la distribution est donc importante et plusieurs ajustements sont possibles pour décrire la partie mesurée. Pour cette raison, la courbe en grisé présentée dans la figure 6.11 (b) et correspondant au résultat de ces ajustements possibles inclue les barres d'erreurs. Enfin, pour tester la validité de la distribution angulaire ainsi déconvoluée, celle-ci a été incluse dans notre simulation de capture radiative, à la place de la distribution angulaire classique (6.4) utilisée auparavant, et le résultat a été comparé à la distribution mesurée (courbe foncée, figure 6.11). Nous constatons qu'elle est alors en bon accord avec les données.

La distribution angulaire ainsi obtenue après déconvolution présente des contributions non nulles à 0 et 180°. Ces contributions non nulles peuvent être dues à des

effets quantiques qui ne sont pas pris en compte dans la description classique présentée précédemment [Hoe99a]. De plus cette distribution apparaît plus piquée aux angles arrière ($\sim 120^\circ$) que la distribution angulaire classique. Ceci nous renseigne sur les différentes proportions de contributions E1 (distribution angulaire normalement symétrique et centrée à 90°) et E2. Un mélange de contributions E1 et E2 serait donc présent dans cette réaction de capture.

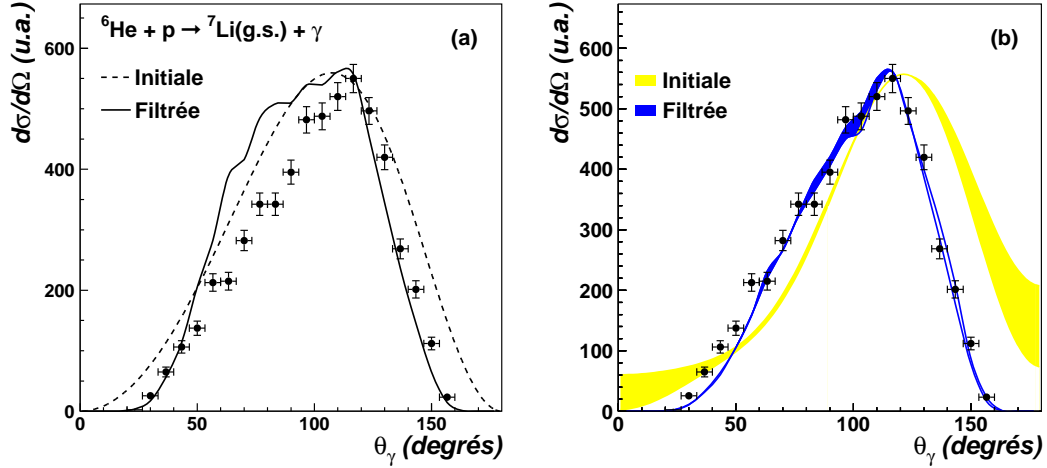


Figure 6.11: Déconvolution de la distribution angulaire des γ de capture radiative vers l'état fondamental du ${}^7\text{Li}$. Figure (a) : distribution angulaire selon la formule 6.4 (pointillés), filtrée (trait) et comparée aux données (points). Figure (b) : distribution angulaire obtenue après déconvolution (zone grisée) et filtrée (traits).

6.2.1.3 Section efficace

Concernant la détermination de la section efficace de la réaction, comme nous l'avons constaté précédemment, l'acceptance en moment de SPEG ne nous a pas permis de détecter l'ensemble des ${}^7\text{Li}$ produits dans la réaction. Il faut estimer la part de ces événements non détectés ainsi que la proportion de γ non détectés par le Château de Cristal. Ces deux chiffres sont liés par la cinématique à deux corps de la réaction (voir paragraphe 6.1.3) et donc l'efficacité de détection globale de notre dispositif dépend de la distribution angulaire des photons émis. Partant du fait que notre simulation décrit correctement la partie observée des différents spectres, nous pouvons en prédire la partie non observée et en déduire l'efficacité de détection. Nous avons donc calculé cette efficacité de détection à partir de notre simulation en considérant deux distributions angulaires différentes pour les γ : la distribution angulaire donnée par l'approximation classique présentée précédemment et celle obtenue par déconvolution de la distribution expérimentale. L'efficacité de

détection globale a donc ensuite été estimée comme la moyenne des deux. En fait, les valeurs obtenues dans les deux cas sont très proches (36 et 37 %). L'efficacité globale peut se décomposer en efficacité de détection de SPEG, 61 % (acceptance en moment principalement) et en efficacité de détection du Château, 58 % (efficacité de détection géométrique).

L'efficacité de détection globale ainsi obtenue est de 37 ± 2 %. Considérant cette efficacité de détection, la section efficace totale de capture associée à ces événements est alors de 35 ± 2 μb . Par comparaison, la section efficace totale calculée pour ce même processus par Descouvemont [Des99] est de 72 μb .

6.2.2 Deutons et tritons détectés

Considérons tout d'abord les deutons et les tritons pouvant provenir d'une éventuelle capture du proton sur un neutron ou un di-neutron du halo de l' ^6He . Nous avons réalisé un calcul des distributions angulaires de ces produits de réaction en considérant la cinématique d'une telle réaction de capture. Nous supposons que le neutron (ou di-neutron) est quasi libre à l'intérieur du projectile d' ^6He et qu'il possède une distribution en moment intrinsèque, ce qui élargit et modifie fortement les distributions angulaires par rapport à la capture sur un neutron (ou di-neutron) libre (voir dans l'annexe B pour les détails de cette simulation). Ces distributions angulaires sont représentées sur la figure 6.12. Sur cette figure, nous avons également rapporté les domaines angulaires couverts par SPEG et les deux télescopes. Nous constatons qu'une partie des deutons et tritons produits sont émis aux angles avant (40 et 25 % respectivement) dans la couverture angulaire de SPEG et que peu arrivent dans les télescopes. Mais la majorité de ces particules tombent dans la zone morte non couverte par nos détecteurs. Parmi les deutons et tritons dans SPEG, seul les tritons peuvent être détectés, à cause de l'acceptance en moment de SPEG. La rigidité moyenne des tritons émis est de 1.83 Tm, l'acceptance de SPEG étant de 1.83 ± 0.05 Tm. Par contre la rigidité moyenne calculée pour les deutons est de 0.91 Tm. Il ne peuvent donc pas être détectés par SPEG.

6.2.2.1 Événements dans les télescopes

Durant l'expérience, de nombreux deutons et tritons ont été observés dans nos deux télescopes. Ils proviennent en fait de réactions de transfert de 1 ou 2 neutrons sur l' ^6He , $^6\text{He}(p,d)^5\text{He}$ et $^6\text{He}(p,t)^4\text{He}$ [Wol99], réactions qui sont beaucoup plus probables qu'une capture radiative (section efficace d'environ quelques mb [Wol99], contre quelques μb pour une réaction de capture). Nous avons vérifié la provenance de ces particules par une simulation de la cinématique de ces deux processus, en considérant pour des raisons de simplicité une distribution angulaire isotrope dans le centre de masse de la réaction pour ces deutons et tritons émis. La figure 6.13 montre l'angle et l'énergie des particules émises dans les deux cas. Nous constatons que les deutons, les tritons et les ^4He pour les réactions de transfert de 1 et 2 neutrons tombent bien dans les télescopes, ce qui explique une partie des événements

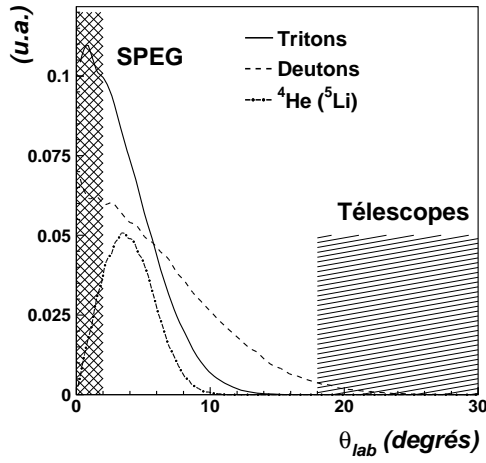


Figure 6.12: Distributions en angle calculées des différents produits, dans le cas d'une capture sur un sous-système de l' ${}^6\text{He}$.

observés. Une autre partie de ces événements est due à une faible portion du faisceau incident qui vient toucher l'analyseur de SPEG (avant les télescopes) ou bien directement l'un des deux télescopes, ce qui génère ainsi des p, d, t et ${}^4\text{He}$ présents dans les télescopes même lorsque la cible est vide.

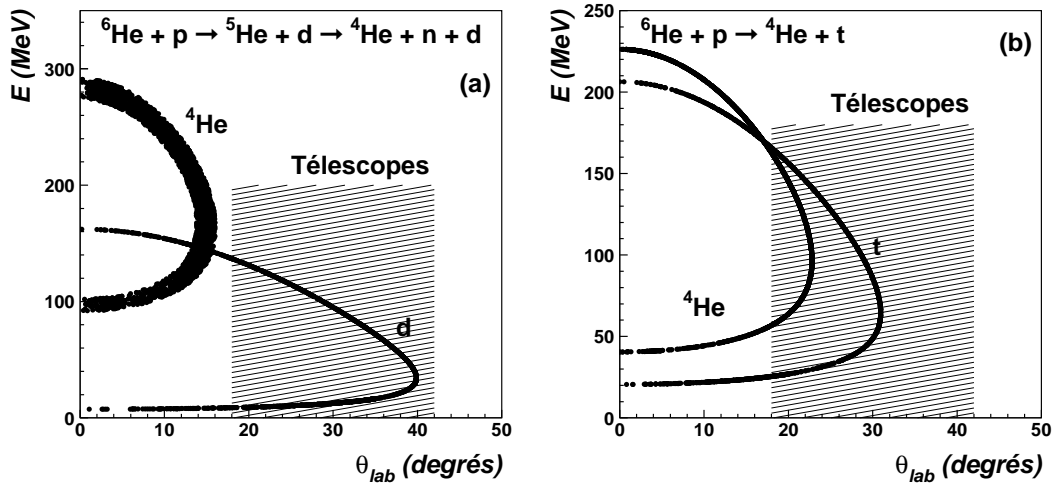


Figure 6.13: Cinématique des réactions de transfert de 1 (a) et 2 neutrons (b) avec l' ${}^6\text{He}$.

6.2.2.2 Tritons dans SPEG

Concernant les tritons détectés dans SPEG, nous avons analysé la nature des événements présents en coïncidence dans le Château. Dans le cas d'une capture du proton sur un di-neutron libre, l'énergie des γ de capture attendus est de 32 MeV.

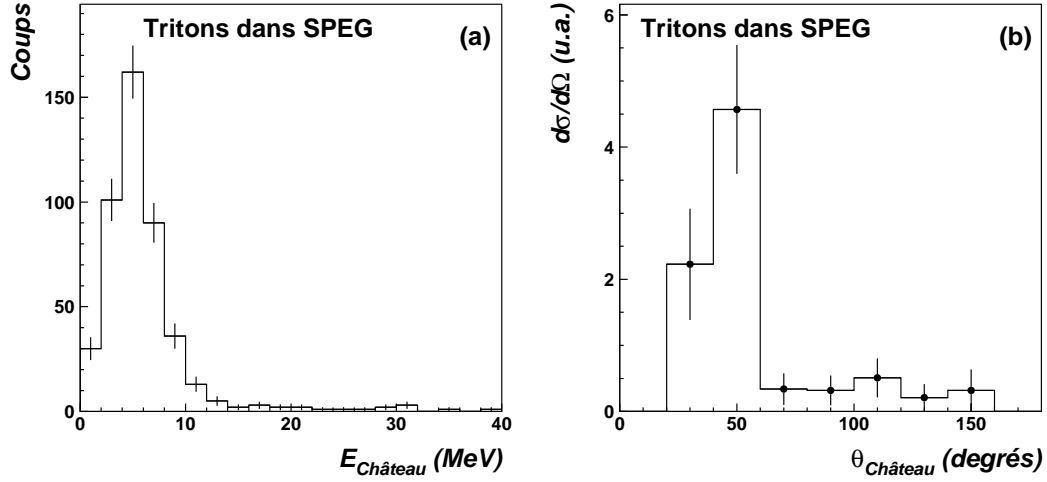


Figure 6.14: Distribution en énergie (dans le référentiel ${}^6\text{He-p}$) (a) et distribution angulaire (b), obtenues avec le Château de Cristal en coïncidence avec des tritons dans SPEG ($B\rho_{\text{SPEG}} = 1.83 \text{ Tm}$).

La figure 6.14 montre les spectres en énergie et en angle reconstruits pour ces événements. Nous constatons que ceux-ci sont principalement de basse énergie ($< 10 \text{ MeV}$) et surtout majoritairement présents aux angles avant. Dans le spectre en énergie présenté dans la figure 6.14, nous observons quelques événements d'énergie supérieure à 10 MeV . Mais ces événements sont associés aux angles avant du Château et disparaissent lorsque nous traçons le spectre en énergie correspondant aux détecteurs situés dans la partie arrière du Château ($\theta_{\text{château}} > 80^\circ$). Ces signaux peuvent donc être interprétés comme ceux provenant de particules chargées ou de neutrons émis à l'avant et interagissant avec les détecteurs les plus en avant du Château de Cristal. Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons regardé le spectre en temps de ces événements. Ce spectre est représenté sur la figure 6.15 et comparé aux spectres obtenus pour des ${}^7\text{Li}$ et ${}^6\text{Li}$ en coïncidence (voir paragraphes 6.2.1 et 6.2.3), correspondant eux à des photons de capture. Malgré la pauvre résolution en temps, nous pouvons voir que le spectre en temps correspondant aux tritons est décalé en temps par rapport aux deux autres qui proviennent eux de γ prompts. Ce sont donc bien des neutrons ou des particules qui sont détectés en coïncidence avec les tritons dans SPEG, et non pas des γ . Nous pouvons donc dire que ces tritons ne proviennent probablement pas d'une réaction de capture radiative. Nous n'avons donc pas observé de captures radiatives du proton sur un éventuel di-neutron du halo de l' ${}^6\text{He}$.

6.2.2.3 Deutons dans SPEG

Des deutons ont été détectés en coïncidence avec des événements dans le Château de Cristal, aux deux rigidités de SPEG $B\rho=1.47$ et 1.532 Tm . D'éventuels deutons provenant de la capture sur un neutron du halo de l' ${}^6\text{He}$ étaient attendus à une rigi-

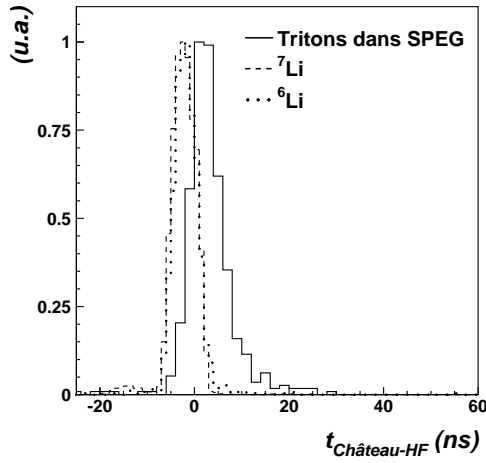


Figure 6.15: Spectres en temps Château-HF obtenus dans le cas de coïncidences entre le Château et des tritons dans SPEG (traits pleins), des ${}^7\text{Li}$ (tirets) ou des ${}^6\text{Li}$ (pointillés).

dité inférieure (0.91 Tm). La question de la nature et de l'origine de ces événements se pose donc.

Nous devons tout d'abord nous assurer qu'il ne s'agit pas d'événements de bruit de fond ou de coïncidences fortuites, vu le faible nombre de ces événements (environ 90). Nous avons donc analysé une acquisition faite avec la cible vide, en utilisant les mêmes critères de sélection des événements. Aucun événement d'énergie supérieure à 10 MeV dans le Château en coïncidence avec un deuton dans SPEG n'était présent en 7 heures d'acquisition. Les événements observés avec la cible pleine en 36 h sont donc difficilement explicables par du bruit de fond. De plus, nous avons tracé le spectre en temps de ces événements et il est comparable à ceux obtenus dans le cas de γ (${}^6,{}^7\text{Li}$ dans SPEG, figure 6.16). Ceci semble indiquer que ce sont bien des photons en coïncidence.

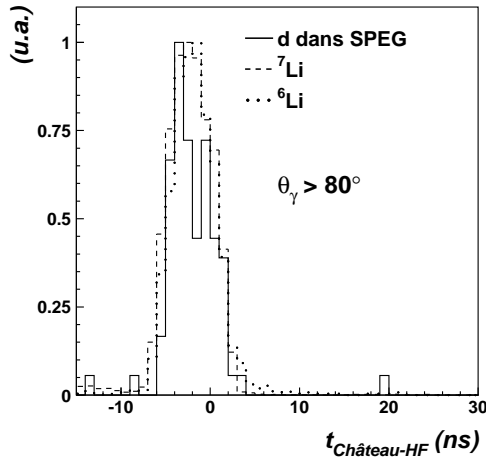


Figure 6.16: Spectres en temps Château-HF obtenus dans le cas de coïncidences entre le Château et des deutons dans SPEG (traits pleins, pour $\theta_\gamma > 80^\circ$), des ${}^7\text{Li}$ (tirets) ou des ${}^6\text{Li}$ (pointillés).

La courbe en trait plein de la figure 6.17 représente le spectre en énergie de γ

provenant d'une réaction de capture radiative du proton sur un neutron, supposé quasi libre, du halo de l' ${}^6\text{He}$. Nous constatons que le maximum de ce spectre est à environ 18 MeV, alors que notre spectre expérimental semble plutôt piqué à 22 MeV.

La distribution en moment des deutons obtenue avec cette simulation est représentée sur la figure 6.18 par la ligne continue. Nous constatons alors que le moment des deutons détectés ne coïncide pas avec notre distribution simulée. Mais il est difficile de savoir ici si cette distribution en moment est correctement calculée. Nous avons en effet complètement négligé dans ce calcul l'influence des autres constituants de l' ${}^6\text{He}$, et notamment du cœur qui pourrait modifier fortement la distribution en moment des deutons émis.

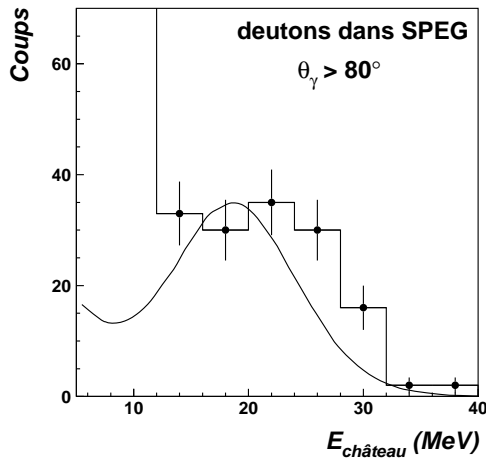


Figure 6.17: Spectre en énergie mesuré dans le Château de Cristal, rapporté dans le référentiel ${}^6\text{He}$ -p, en coïncidence avec des deutons dans SPEG. La courbe en trait plein correspond au spectre en énergie calculé en supposant une capture sur un neutron quasi libre de l' ${}^6\text{He}$.

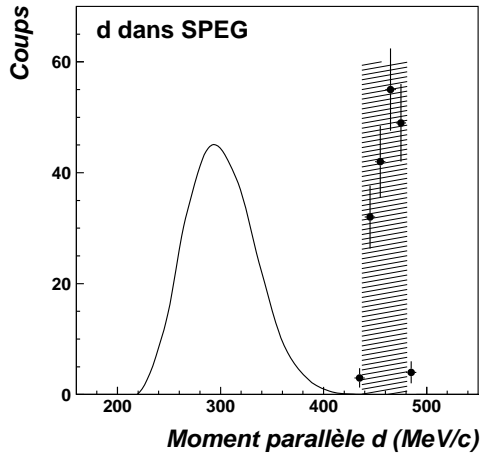


Figure 6.18: Distribution en moment des deutons détectés dans SPEG en coïncidence avec des événements dans le Château de cristal. La courbe correspond à la distribution calculée en considérant la capture du proton sur un neutron du halo de l' ${}^6\text{He}$.

Considérons maintenant la partie extrême à haute énergie de la distribution en moment simulée des deutons. Le spectre en énergie des γ associés à ces événements se trouve décalé par rapport au spectre en énergie inclusif (figure 6.19). Nous observons donc qu'il existe dans notre simulation une corrélation entre le moment du

deuton produit et l'énergie des γ de capture radiative. Cette corrélation est en fait introduite par le moment intrinsèque du neutron du halo (voir annexe B) : si au moment de la capture le neutron a un grand moment intrinsèque, le photon de capture radiative produit aura une énergie plus grande, correspondant également à un moment plus important pour le deuton produit. Un tel effet serait susceptible d'expliquer le décalage en énergie du spectre observé expérimentalement par rapport au spectre simulé inclusif (figure 6.17). Le spectre en énergie observé expérimentalement (figure 6.17) pourrait donc bien correspondre à une réaction $n(p,\gamma)d$ sur les neutrons du halo.

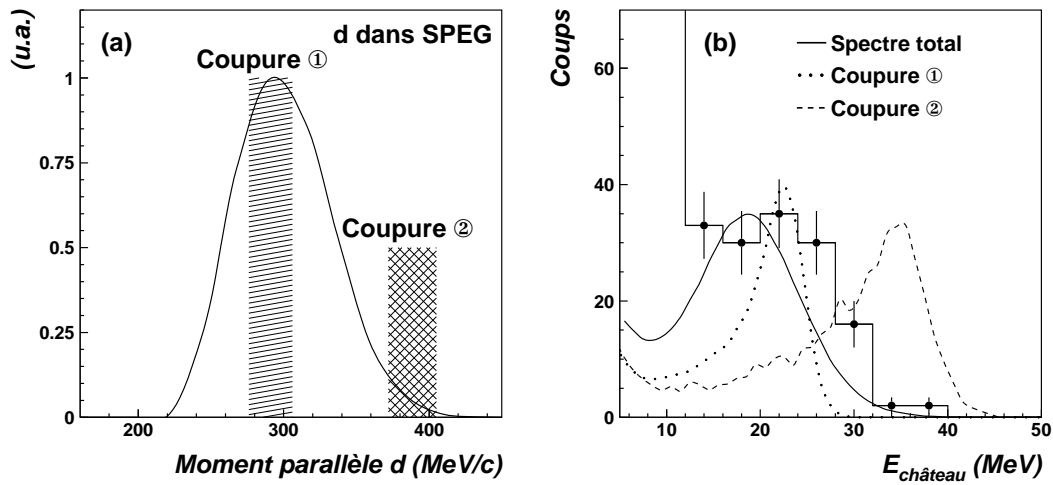


Figure 6.19: Effet de coupures dans la distribution en moment des deutons (a) sur le spectre en énergie (dans le référentiel ${}^6\text{He-p}$) des photons détectés en coïncidence (b).

6.2.3 ${}^6\text{Li}$ dans SPEG + γ

6.2.3.1 Observations expérimentales

Deux autres réglages de SPEG, de rigidités $B\rho = 1.532$ et 1.47 Tm ont été utilisés durant l'expérience. Ces deux réglages nous ont permis d'observer des noyaux de ${}^6\text{Li}$, détectés dans SPEG, en coïncidence avec des photons de haute énergie (~ 30 MeV) dans le Château et également en coïncidence (triples coïncidences) avec des γ de 3.5 MeV environ. Le spectre en énergie totale des γ détectés, dans le centre de masse ${}^6\text{He-p}$, mesuré dans le Château de cristal est présenté dans la figure 6.20(a). Nous distinguons dans ce spectre les deux pics à haute et basse énergie associés respectivement à des photons d'environ 30 MeV et 3.5 MeV respectivement. La figure 6.20(b) présente un agrandissement de la partie à basse énergie. Les distributions angulaires, mesurées dans le référentiel du laboratoire, de ces photons de haute (b) et basse (a) énergie, sont représentées dans la figure 6.21. Les courbes figurant sur

ces figures correspondent à deux simulations différentes et seront expliquées par la suite. La distribution angulaire des γ de 3.5 MeV se trouve piquée à l'avant à cause de l'effet Doppler, les distributions angulaires étant présentées dans le référentiel du laboratoire.

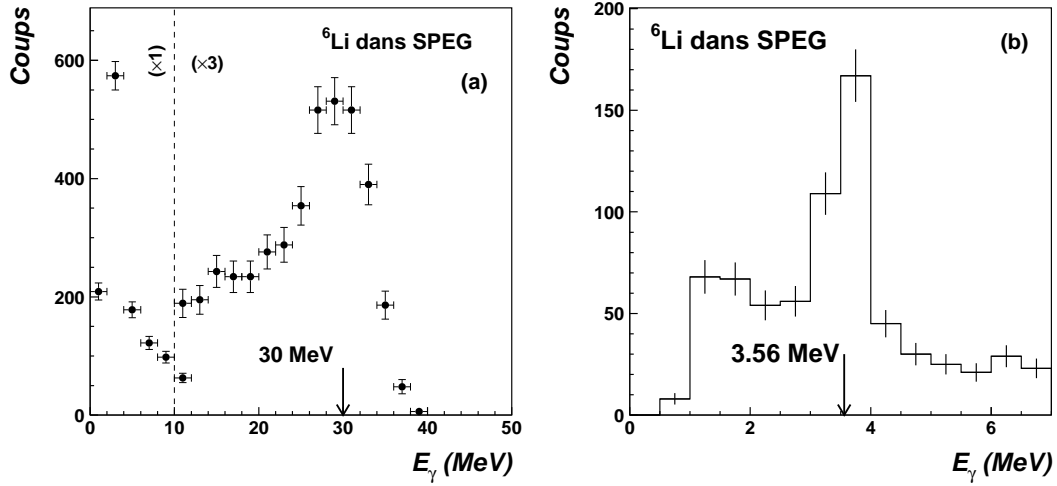


Figure 6.20: Spectres en énergie des γ de capture radiative dans le référentiel du centre de masse ${}^6\text{He-p}$ (a), et des γ de basse énergie (b) détectés en coïncidence avec un ${}^6\text{Li}$ dans SPEG.

6.2.3.2 Interprétations

Pour comprendre l'origine de ces événements, il faut trouver un processus expliquant les photons de 30 et 3.5 MeV et les ${}^6\text{Li}$ observés en voie de sortie. Les photons de 3.5 MeV sont très certainement la signature de la désexcitation du second état excité du ${}^6\text{Li}$ situé à 3.56 MeV (voir figure 6.22). Le ${}^6\text{Li}$ quant à lui peut être formé par réaction d'échange de charge sur le ${}^6\text{He}$ [CG96] ou par réaction de capture du proton. La section efficace d'une réaction d'échange de charge (quelques mb) est beaucoup plus grande que celle d'une capture radiative (quelques μb). Mais le Q de cette réaction est bien différent de celui d'une réaction de capture du proton et donc le moment du ${}^6\text{Li}$ dans ce cas ($B\rho = 1.81$ Tm) ne correspond pas à la rigidité magnétique du spectromètre ($B\rho = 1.4\text{-}1.6$ Tm). Les ${}^6\text{Li}$ provenant d'une réaction d'échange de charge ne sont donc pas détectés. De plus la détection en coïncidence d'un γ de haute énergie est la signature d'une réaction de capture radiative.

Nous avons donc bien à faire à des événements provenant d'une réaction de capture radiative, le second état excité du ${}^6\text{Li}$ étant formé durant la réaction. Maintenant, plusieurs scénarios sont possibles pour expliquer l'énergie des γ de capture et la formation du ${}^6\text{Li}$ dans son second état excité :

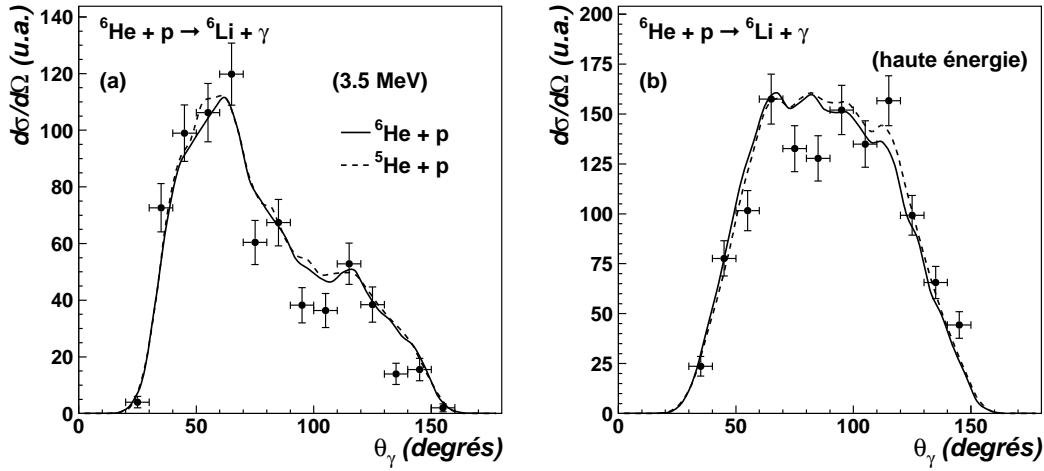


Figure 6.21: Distribution angulaire (dans le laboratoire) des photons de capture radiative de haute énergie (b) et des photons de 3.5 MeV associés (a). Les lignes correspondent à une simulation en considérant la capture sur l' ${}^6\text{He}$ (trait plein) ou sur l' ${}^5\text{He}$ (tirets).

- Soit le proton est capturé par l' ${}^6\text{He}$, ce qui donne la formation du ${}^7\text{Li}$ dans un état excité de son continuum qui peut après décroître par émission de neutron vers le ${}^6\text{Li}$. Cet état excité doit se situer à plus de 7 MeV d'énergie d'excitation (figure 6.22). Si le ${}^7\text{Li}$ est formé dans un état excité au-dessus de 11 MeV, celui-ci peut décroître vers l'état excité à 3.56 MeV du ${}^6\text{Li}$ et expliquer les γ de 3.5 MeV observés.
- Soit le proton est capturé par l' ${}^5\text{He}$, sous-constituant de l' ${}^6\text{He}$. Ceci conduit à la formation directe du ${}^6\text{Li}$, dans son état fondamental ou bien dans un état excité (hypothèse nécessaire pour expliquer les γ de 3.5 MeV détectés).

Afin d'essayer de distinguer parmi ces différentes hypothèses (capture sur l' ${}^6\text{He}$ ou capture sur l' ${}^5\text{He}$), nous avons simulé chaque scénario, en prenant uniquement en compte la cinématique des différents processus, et regardé les observables physiques (énergie, énergie des ${}^6\text{Li}$ détectés) correspondant à ces différents cas.

La figure 6.23 montre que, dans le cas simple du ${}^7\text{Li}$, la réaction peut être décrite de manière exacte par un processus à deux corps, et que notre simulation reproduit alors bien les observables expérimentales. Nous pouvons donc nous baser sur ce résultat pour extrapoler au cas plus complexe du ${}^6\text{Li}$.

Les mesures pour le ${}^6\text{Li}$ ont été effectuées à deux rigidité différentes de SPEG. Les deux distributions en moment mesurées ont été corrigées de l'acceptance en moment de SPEG (comme dans le paragraphe 3.1.3.1) et combinées en une seule distribution. Cette distribution est coupée aux extrémités (figure 6.24), du fait de

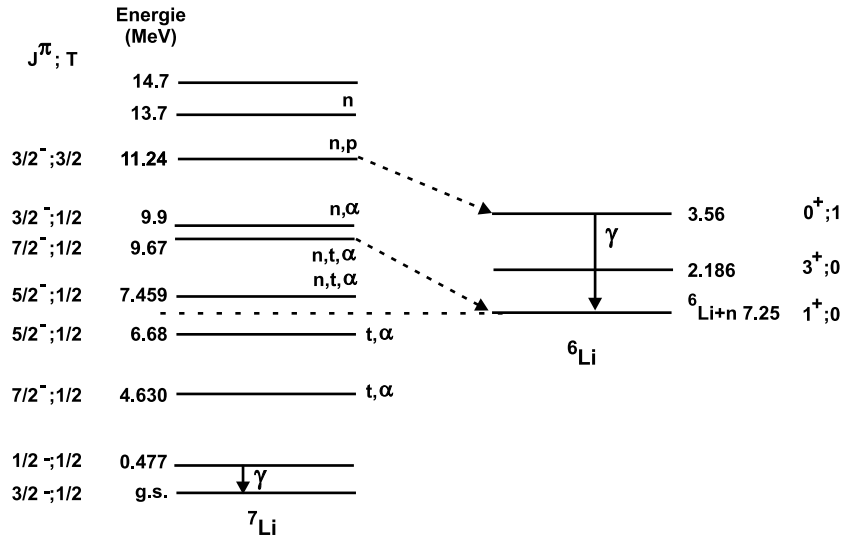


Figure 6.22: Schémas de niveaux du ${}^6\text{Li}$ et du ${}^7\text{Li}$, d'après [AS88].

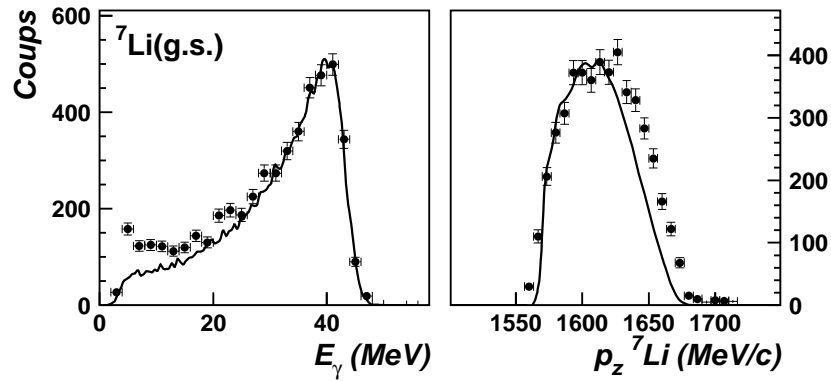


Figure 6.23: Cas de référence : le ${}^7\text{Li}$. Figure de gauche : distributions en énergie, expérimentale (points) et calculée (traits). Figure de droite : distribution en moment du ${}^7\text{Li}$.

l'acceptance de SPEG. Cette acceptance en moment de SPEG n'a pas été prise en compte dans la simulation (ligne pleine) afin de montrer sur la figure la distribution simulée complète correspondant à chaque cas.

La figure 6.24 représente les cas correspondant à la capture du proton sur l' ${}^5\text{He}$, sous-système de l' ${}^6\text{He}$ avec formation du ${}^6\text{Li}$ dans son état fondamental (a) et dans son second état excité (b). Dans le cas (a), l'énergie du γ de capture est trop grande et ne correspond pas au spectre expérimental. La partie entre 0 et 10 MeV ne peut pas non plus être décrite par cette hypothèse. Ce cas peut donc être éliminé. En

ce qui concerne le cas (b), le spectre en énergie de γ concorde bien avec le spectre expérimental, mais la distribution en moment du ${}^6\text{Li}$ n'est pas en accord avec la distribution mesurée. Ceci semble donc éliminer aussi la deuxième possibilité d'une capture du proton sur l' ${}^5\text{He}$.

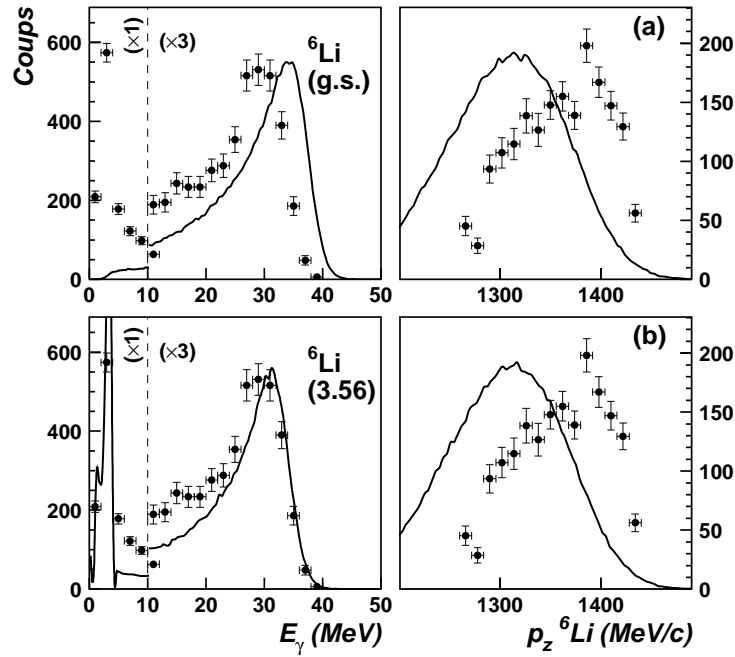


Figure 6.24: Capture sur l' ${}^5\text{He}$, vers l'état fondamental du ${}^6\text{Li}$ (a) et vers le second état excité du ${}^6\text{Li}$ (b). Figures de gauche : distributions en énergie, expérimentale (points) et calculée (traits). Figures de droite : distributions en moment du ${}^6\text{Li}$.

Il semble donc que, pour expliquer nos données expérimentales, nous devons considérer plutôt la capture du proton sur l' ${}^6\text{He}$ et la formation du ${}^7\text{Li}$ dans un état excité de son continuum. La figure 6.25 correspond à ce cas, en considérant les premières résonances du continuum du ${}^7\text{Li}$ situées au-dessus du seuil ${}^6\text{Li} + n$ et leur décroissance vers le fondamental du ${}^6\text{Li}$. Ces cas ne peuvent bien sûr pas expliquer les γ de 3.5 MeV observés, mais les énergies des γ de capture correspondent à la partie à haute énergie du spectre observé expérimentalement et les distributions en moment pour le ${}^6\text{Li}$ sont en accord avec la distribution expérimentale. La figure 6.26 présente les cas de capture vers des états encore plus excités du ${}^7\text{Li}$ en supposant la décroissance de ces états vers le second état excité du ${}^6\text{Li}$. En effet, concernant la résonance située à 11.2 MeV, celle-ci ne peut décroître par émission neutron uniquement que vers ce second état excité du ${}^6\text{Li}$, pour des raisons de conservation de l'isospin (l'isospin de cette résonance étant $3/2$ il est impossible par émission

d'un neutron de former l'état fondamental du ${}^6\text{Li}$ d'isospin 0, voir figure 6.22). Dans le premier de ces deux cas (e), le spectre en énergie correspond bien au spectre expérimental, bien qu'un peu plus étroit. Dans le cas (f) l'énergie du γ de capture est plus basse, ce qui pourrait expliquer, entre autres, la partie à plus basse énergie du spectre expérimental. Dans ces deux cas, les distributions en moment du ${}^6\text{Li}$ sont également en assez bon accord avec l'expérience.

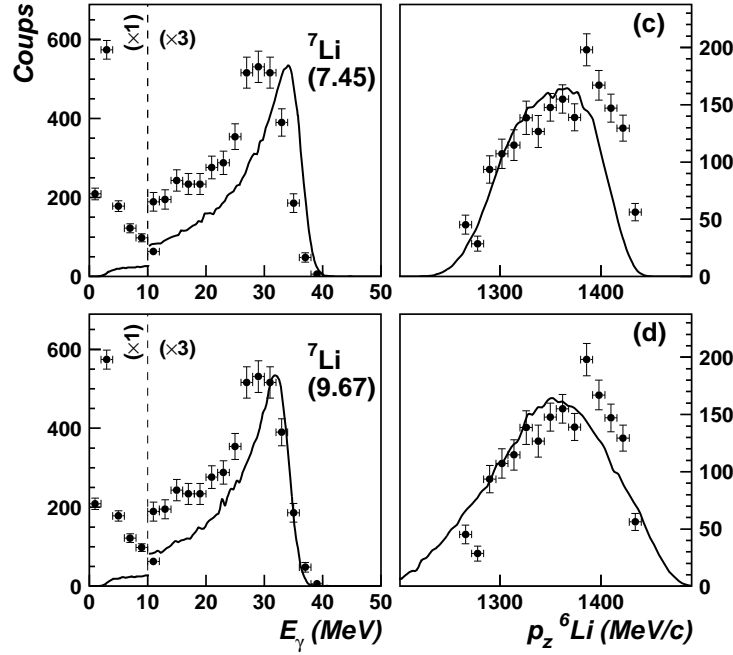


Figure 6.25: Capture sur l' ${}^6\text{He}$, vers des états excités du ${}^7\text{Li}$, à 7.45 MeV (c) et à 9.67 MeV (d). Figures de gauche : distributions en énergie, expérimentale (points) et calculée (traits). Figures de droite : distributions en moment du ${}^6\text{Li}$.

Pour résumer, nous pouvons donc dire qu'au vu de nos observables expérimentales comparées aux résultats d'une simulation cinématique simple, l'hypothèse de la capture du proton sur l' ${}^5\text{He}$ pourrait être écartée. Nos résultats indiquent plutôt une capture vers une région du continuum du ${}^7\text{Li}$ située autour de la résonance à 11.2 MeV, afin d'expliquer l'énergie d'environ 30 MeV des γ détectés. Cette résonance décroît ensuite vers le second état excité du ${}^6\text{Li}$, ce qui explique les γ de 3.5 MeV détectés en coïncidence. Le spectre en énergie des γ détectés est peut être un spectre continu, et non plus mono-énergétique, si la capture a lieu dans une région étendue du continuum du ${}^7\text{Li}$. Mais, il est difficile d'extraire le spectre en énergie de γ déconvolué de la réponse des détecteurs BaF_2 , du fait de la faible statistique. De plus, le spectre obtenu semble proche d'un spectre mono-énergétique ou en tous cas fortement piqué à ~ 30 MeV, par comparaison aux différentes simulations effectuées.

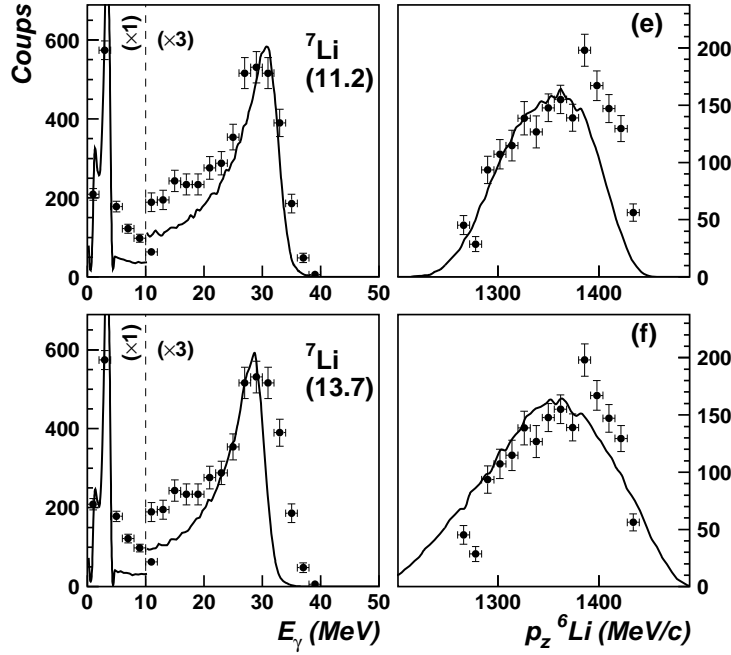


Figure 6.26: Capture sur l' ${}^6\text{He}$, vers des états excités du ${}^7\text{Li}$ à 11.2 MeV (e) et 13.7 MeV (f), avec décroissance de ces états vers le 2^{ème} état excités du ${}^6\text{Li}$. Figures de gauche : distributions en énergie expérimentale (points) et calculée (traits). Figures de droite : distributions en moment du ${}^6\text{Li}$.

Cependant, l'hypothèse d'une capture sur un ${}^5\text{He}$ quasi libre introduite dans notre simulation est peut être trop forte et la distribution en moment des ${}^6\text{Li}$ calculée dans la figure 6.24(b) peut ne pas être tout à fait correcte. Il nous est donc difficile d'exclure de manière définitive la possibilité d'une capture sur l' ${}^5\text{He}$.

En ce qui concerne la distribution angulaire des photons de haute énergie présentée dans la figure 6.21(b), nous constatons que l'approximation classique (6.4) semble reproduire la distribution expérimentale. En effet, les deux courbes de cette figure correspondent au résultat d'une simulation considérant la capture du proton sur l' ${}^6\text{He}$ (trait plein) et sur l' ${}^5\text{He}$ (tirets). Dans les deux cas, les distributions angulaires obtenues sont très similaires et ne nous permettent pas non plus de choisir l'un ou l'autre des processus.

6.2.3.3 Section efficace

Comme dans le cas du ${}^7\text{Li}$, l'estimation de la section efficace de ces événements dépend de l'efficacité de détection et cette efficacité va elle dépendre du processus à l'origine de ces événements et de sa cinématique. Nous avons estimé cette efficacité

de détection globale de notre dispositif expérimental à l'aide de notre simulation, en considérant les différents processus envisageables et en effectuant la moyenne des efficacités obtenues dans chaque cas. Cette efficacité de détection est d'environ 44 % si nous considérons une capture sur l' ^6He et de 21 % pour une capture sur l' ^5He (la différence entre les deux cas est due principalement à l'efficacité de détection en moment de SPEG qui est différente, comme nous pouvons le constater sur les figures 6.24 et 6.26).

Nous considérerons donc une efficacité moyenne de 32 ± 12 %. La section efficace correspondante est alors de $3.5 \pm 1.3 \mu\text{b}$.

Nous avons également essayé d'estimer le nombre de coïncidences γ - γ observées, afin de voir s'il pouvait y avoir des γ de haute énergie sans γ de 3.5 MeV associés. Le problème concernant l'estimation de ce nombre de coïncidences doubles réside dans le calcul de l'efficacité de détection du Château aux γ de haute énergie et de 3.5 MeV. Deux efficacités entrent ici en jeu :

- L'efficacité géométrique du Château. Cette efficacité dépend également de la distribution angulaire d'émission des photons.
- Les seuils bas individuels de déclenchement des BaF₂ du Château. Ces seuils sont en effet compris entre 2 et 4 MeV et influent fortement sur l'efficacité de détection de γ de 3.5 MeV. Nous avons utilisé une source d'Am/Be pour déterminer le seuil bas de chaque détecteur et nous les avons introduits dans notre simulation.

Afin de tester l'efficacité de détection globale du Château à des photons de 3.5 MeV, nous avons utilisé les événements provenant de la réaction d'échange de charge $^6\text{He}(p,n)^6\text{Li}$ présents dans nos données. En effet, lors de cette réaction, le second état excité du ^6Li est formé avec une section efficace environ moitié de celle correspondant à la formation du ^6Li dans son état fondamental dans cette même réaction [CG96]. Nous avons ainsi obtenu une efficacité globale expérimentale de détection d'environ 10 %. Notre simulation nous donne une efficacité de détection de 13 %. Nous pouvons donc considérer qu'elle reproduit bien l'efficacité de détection de ces photons de basse énergie.

Nous avons donc utilisé notre simulation de capture radiative pour déterminer le rapport $\mathcal{R}_{eff} = N_{3.5}/N_{cap}$ du nombre de photons de 3.5 MeV détectés sur le nombre de photons de haute énergie détectés. En considérant qu'un γ de 3.5 MeV est toujours émis en même temps qu'un γ de haute énergie, nous obtenons un rapport $\mathcal{R}_{eff}^{sim} = 0.48$. Expérimentalement, ce rapport est de $\mathcal{R}_{eff}^{exp} = 0.49$. Nous pouvons considérer ces deux rapports équivalents. Il semble donc que tous les événements détectés correspondent à l'émission de deux photons, de haute énergie et de 3.5 MeV, en même temps. Ainsi, le second état excité du ^6Li serait toujours créé dans la réaction alors que l'état fondamental ne le serait pas.

6.2.4 ${}^4\text{He}$ dans SPEG + γ

6.2.4.1 Observations expérimentales

Nous avons également étudié les événements dans le Château en coïncidence avec des ${}^4\text{He}$ dans SPEG, aux deux rigidités de $B\rho = 1.47$ et 1.532 Tm auxquelles étaient attendues des particules α pouvant provenir du ${}^5\text{Li}$ formé par la capture du proton sur le cœur de l' ${}^6\text{He}$, à travers le processus ${}^4\text{He} + \text{p} \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma \rightarrow {}^4\text{He} + \text{p} + \gamma$. Les α détectés dans SPEG à cette rigidité peuvent également provenir de la dissociation de l' ${}^6\text{He}$. Nous sommes en effet ici au niveau de la traîne de la distribution mesurée dans le chapitre 5. La section efficace de dissociation étant beaucoup plus grande, il s'agit d'une pollution importante par rapport aux réactions de capture radiative recherchées (~ 60 mb contre quelques μb pour une réaction de capture). De plus, lors de la dissociation de l' ${}^6\text{He}$, les deux neutrons du halo sont émis à l'avant avec une distribution angulaire s'étendant jusqu'à 25° environ. Une simulation avec GEANT nous a permis de voir que ces neutrons pouvaient laisser un signal dans les détecteurs du Château, principalement à l'avant, bien que certains de ces neutrons puissent être diffusés vers l'arrière par interaction dans la chambre de réaction ou avec les BaF_2 . Afin d'éliminer au maximum cette contamination de neutrons dans le Château de Cristal, nous n'avons considéré que les détecteurs situés dans la partie arrière ($\theta > 110^\circ$). Nous avons en effet déjà vu qu'aucune discrimination n/γ événement par événement n'était possible du fait de la faible résolution en temps (voir paragraphe 6.1.2.3).

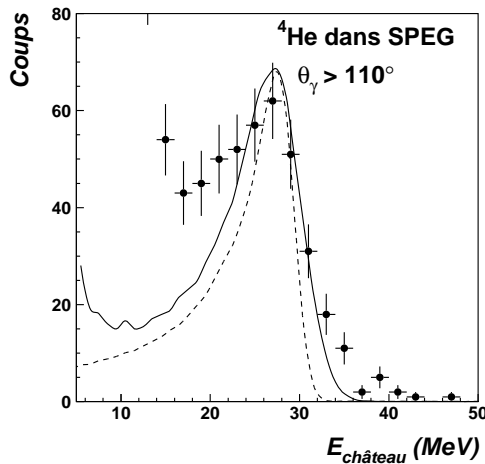


Figure 6.27: Spectre en énergie mesuré dans le Château de Cristal en coïncidence avec des ${}^4\text{He}$ dans SPEG. La courbe en trait plein correspond au spectre en énergie calculé en supposant une capture sur le cœur d' ${}^4\text{He}$ de l' ${}^6\text{He}$ et la ligne en tirets à une capture vers le continuum du ${}^7\text{Li}$ à 14.7 MeV.

Le spectre en énergie déposée dans le Château aux angles arrière, ramené dans le centre de masse ${}^6\text{He}$ -p et obtenu en coïncidence avec des ${}^4\text{He}$ dans SPEG, est représenté dans la figure 6.27. Il présente un pic à environ 27 MeV et une grande remontée (partiellement représentée ici) à plus basse énergie. Cette grande remontée à basse énergie peut être en partie due à une contamination résiduelle de neutrons. Un spectre similaire a été obtenu par simulation de l'interaction de neutrons dans le Château. Nous avons alors constaté que les neutrons donnaient un spectre en énergie

continu (figure 6.29), pouvant s'étendre jusqu'à 40 MeV (énergie du faisceau). Mais le pic observé à 27 MeV est difficilement explicable par des neutrons. Il est donc possible qu'il soit dû à un signal de γ . Pour vérifier cela, nous avons tracé le spectre en temps correspondant aux événements de ce pic ($\theta_\gamma > 110^\circ$ et $E_\gamma > 17$ MeV) (figure 6.28). Le pic obtenu ressemble à un pic prompt, comparable à ceux obtenus pour des γ dans les cas de coïncidences entre le Château et des ^7Li et ^6Li dans SPEG. Ce pic, bien que très légèrement décalé vers la droite, peut-être à cause d'une pollution résiduelle de neutrons, est comparable à ceux de γ de capture et est bien différent du spectre en temps obtenu avec des tritons dans SPEG (figure 6.15). Il semble donc que ces événements correspondent à des photons de haute énergie produits durant la réaction.

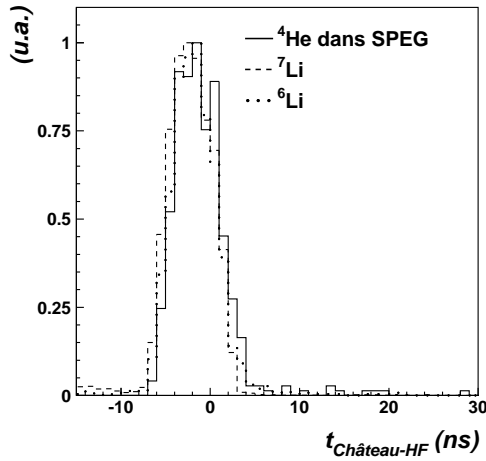


Figure 6.28: Spectres en temps Château-HF obtenus dans le cas de coïncidences entre le Château et des ^4He dans SPEG (traits pleins, pour $\theta_\gamma > 110^\circ$ et $E_\gamma > 17$ MeV), des ^7Li (tirets) ou des ^6Li (pointillés).

Nous observons sur la figure 6.27 la présence d'un fond continu important, notamment à basse énergie (< 10 MeV). Ce fond continu peut avoir deux origines possibles :

- une contamination résiduelle de neutrons diffusés aux angles arrière ;
- des photons de Bremsstrahlung produits par interaction du cœur d' ^4He sur le proton.

Le bruit de fond pouvant être causé par des neutrons provenant de la dissociation du halo de l' ^6He a été simulé. Il est représenté sur la figure 6.29 par la courbe en trait plein. Ce bruit de fond est continu et peut être paramétré par une fonction exponentielle :

$$\left(\frac{d\sigma}{dE} \right)_{\text{neutrons}} \propto p_1 + p_2 E + e^{(p_3 + p_4 E)} \quad (6.6)$$

$p_{i(i=1,2,3,4)}$ étant des paramètres.

La dépendance en énergie du rayonnement de Bremsstrahlung est quant à elle donnée par la formule [Ash49]

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \right)_{\text{brems.}} \propto \frac{1}{E_\gamma} \sqrt{1 - \frac{E_\gamma}{E_{\text{max}}}} \quad (6.7)$$

E_{max} correspond à la limite cinématique pour l'énergie du γ de Bremsstrahlung.

Nous constatons sur la figure 6.29 que les courbes correspondant à un bruit de fond de neutrons (trait plein) et à une composante de Bremsstrahlung sont parfaitement superposables dans la région en énergie qui nous intéresse ($E_\gamma > 10$ MeV). Nous avons donc choisi la formule (6.6) (pointillés sur la figure 6.29) pour décrire ce fond de manière indépendante de son origine et pour le soustraire.

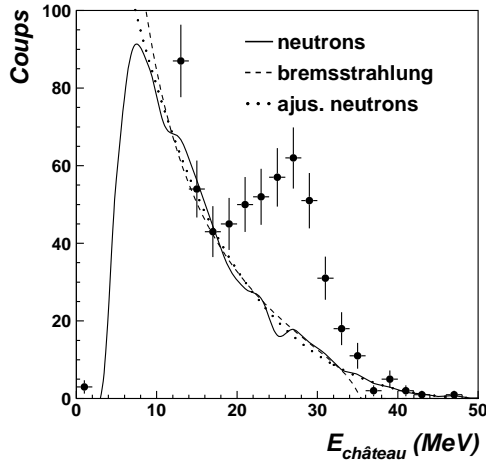


Figure 6.29: Bruit de fond simulé correspondant à l'interaction de neutrons dans le Château de Cristal (trait plein) et contribution d'un rayonnement de Bremsstrahlung (tirets). La courbe en pointillés correspond au paramétrage utilisé pour décrire ce fond. Les courbes ont été normalisées aux données.

6.2.4.2 Interprétations

Deux explications pour l'origine de ces photons sont possibles. Nous avons simulé la cinématique de ces deux processus et comparé les spectres en énergie des photons et en moment des α avec les données.

- La première hypothèse correspond à la capture du proton sur le cœur d' ${}^4\text{He}$, formant le noyau non lié de ${}^5\text{Li}$ qui décroît ensuite en $\alpha + \text{p}$. Il s'agit de la ligne en trait plein sur la figure 6.27. La position en énergie du pic est bien expliquée par cette hypothèse.
- Si nous considérons que la capture sur un sous-système de ${}^6\text{He}$ n'est pas possible, la seule autre possibilité pour expliquer ces événements est de supposer une capture vers le continuum du ${}^7\text{Li}$. La position du pic en énergie des γ nous oblige à considérer une région à haute énergie dans le continuum du ${}^7\text{Li}$, soit une résonance à 14.7 MeV notée dans la littérature [AS88]. Il nous faut ensuite supposer que cette résonance décroît en $\text{t} + \alpha$ (ce seuil est à 2.47 MeV, voir figure 6.22). Cette possibilité correspond à la courbe en tirets sur la figure 6.27. Elle est également en accord avec la position du pic en énergie.

La figure 6.30 considère ces deux hypothèses en déconvoluant les événements du fond (pointillés) de ceux de capture radiative (tirets). La distribution totale obtenue à partir de ces déconvolutions est représentée en trait plein et comparée aux données. Nous constatons que les deux cas de capture sur ${}^6\text{He}$ et sur ${}^4\text{He}$ sont en accord avec les données, la partie à haute énergie du spectre expérimental semblant mieux en accord avec l'hypothèse de la capture sur ${}^4\text{He}$ (b).

Nous pouvons alors estimer la proportion du bruit de fond après déconvolution. Dans la région d'énergie comprise entre 15 et 50 MeV, elle est de 53 % pour une capture sur l' ${}^6\text{He}$ (a) et de 60 % pour une capture sur l' ${}^4\text{He}$ (b).

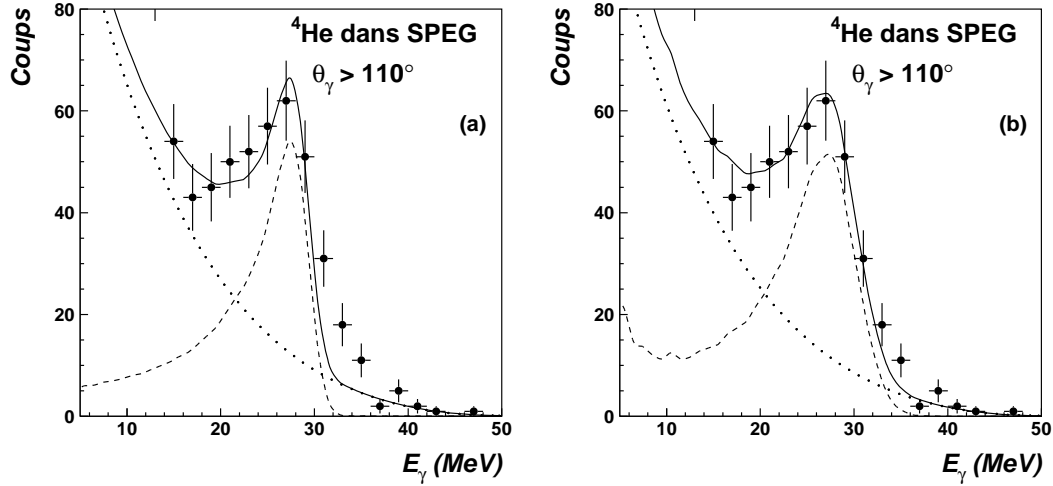


Figure 6.30: Déconvolution du bruit de fond et des événements de capture, dans le cas d'une capture sur l' ${}^6\text{He}$ (a) ou sur le cœur d' ${}^4\text{He}$ (b).

Il est également possible de regarder la distribution en moment des α détectés dans SPEG. Cette distribution est présentée dans la figure 6.31. Les événements représentés correspondent aux angles arrière du Château et à l'énergie E_γ supérieure à 17 MeV, afin d'éliminer au maximum une éventuelle pollution d' α provenant de la dissociation de l' ${}^6\text{He}$. Le spectre ainsi obtenu a une faible statistique et n'est pas forcément exempt de toute contamination provenant de la dissociation. Les courbes représentées dans la figure 6.31 sont le résultat d'une simulation considérant la capture du proton par l' ${}^6\text{He}$, avec passage par le continuum du ${}^7\text{Li}$ (tirets) ou par le cœur d' ${}^4\text{He}$ (trait plein).

Il est difficile de trancher entre ces deux hypothèses par comparaison avec nos points expérimentaux, même si le cas d'une capture sur l' ${}^6\text{He}$ semble un peu plus en accord avec les données, au vu de la distribution en moment des particules α (figure 6.31(b)). De plus, la simplicité de notre calcul et l'hypothèse de considérer le cœur d' α comme quasi libre durant la réaction de capture n'est peut-être pas entièrement valable. De possibles interactions avec les autres constituants de l' ${}^6\text{He}$ pourraient intervenir et modifier fortement la distribution en moment des α résultants.

La partie hachurée représentée sur la figure 6.31 correspond à la zone couverte par le réglage de SPEG utilisé pour la détection des ${}^7\text{Li}$ ($B\rho_{\text{SPEG}} = 1.83 \text{ Tm}$). Dans cette partie, se trouvent principalement les α provenant de la dissociation de l' ${}^6\text{He}$. Nous avons recherché, parmi ces α détectés dans SPEG, d'éventuelles coïncidences avec des photons pouvant signer une réaction de capture. Malheureusement, les réactions de dissociation sont majoritaires et le spectre en énergie obtenu dans le

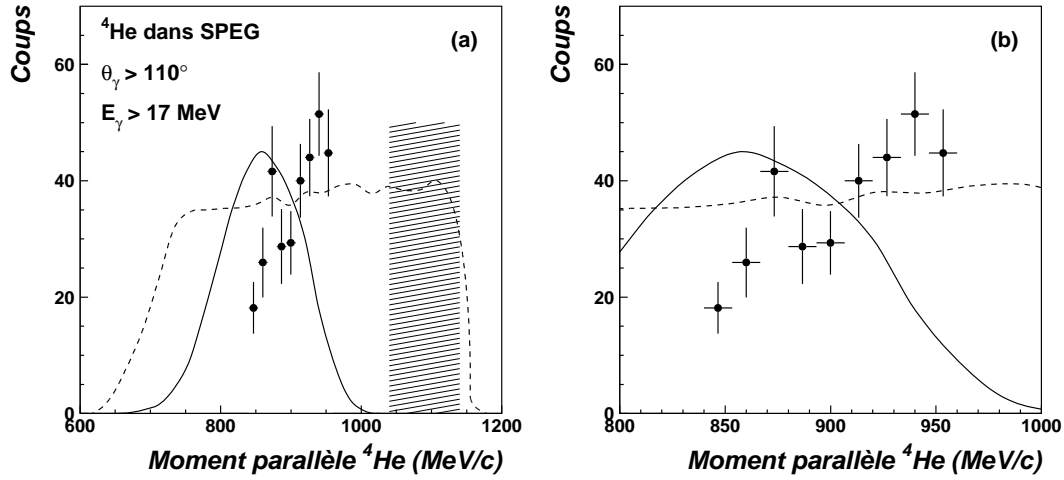


Figure 6.31: Distribution en moment des ${}^4\text{He}$ détectés dans SPEG, pour $\theta_\gamma > 110^\circ$ et $E_\gamma > 17$ MeV. La courbe en trait plein correspond à la distribution en moment calculée en supposant une capture sur le cœur d' ${}^4\text{He}$ de l' ${}^6\text{He}$ et la ligne en tirets à une capture vers le continuum du ${}^7\text{Li}$ à 14.7 MeV. La figure (b) est un agrandissement de la figure (a). La partie hachurée représente la zone couverte par un autre réglage de SPEG également utilisé ($B\rho_{\text{SPEG}} = 1.83$ Tm).

Château aux angles arrière et en coïncidence avec des α dans SPEG est continu, sans pic, et semblable à un bruit de fond de neutrons, comme présenté sur la figure 6.29. Il est donc impossible de dire si des événements de capture sont présents. Pourtant, une mesure à ce réglage de SPEG aurait permis, au vu des deux distributions ne moment simulées, de discriminer entre les deux processus possibles.

Nous avons donc cherché d'autres moyens pour essayer de trancher entre ces deux types de processus : capture sur l' ${}^6\text{He}$ d'une part et capture sur le cœur de l' ${}^6\text{He}$ d'autre part.

Dans le cas d'une capture sur l' ${}^6\text{He}$ avec formation du ${}^7\text{Li}$ dans un état de son continuum, nous devons n'avoir qu'un seul événement dans le Château correspondant à un photon de haute énergie, associé avec un α dans SPEG. Par contre, dans l'autre cas de capture sur le cœur, nous pourrions avoir des événements correspondant à un γ détecté dans la partie arrière du Château associé à un des neutrons du halo interagissant dans les détecteurs situés à l'avant et à un α dans SPEG.

Nous avons donc recherché de tels événements dans nos données. Nous avons effectivement trouvé des coïncidences, en très faible nombre, entre la partie arrière ($\theta > 100^\circ$) et la partie avant ($\theta < 60^\circ$) du Château, associés à des α dans SPEG. Les spectres correspondants à ces événements dans le Château sont montrés dans la figure 6.32. Nous observons alors dans la partie arrière un pic à environ 27 MeV, comme attendu pour des γ provenant de la capture sur le cœur de l' ${}^6\text{He}$. Le spectre

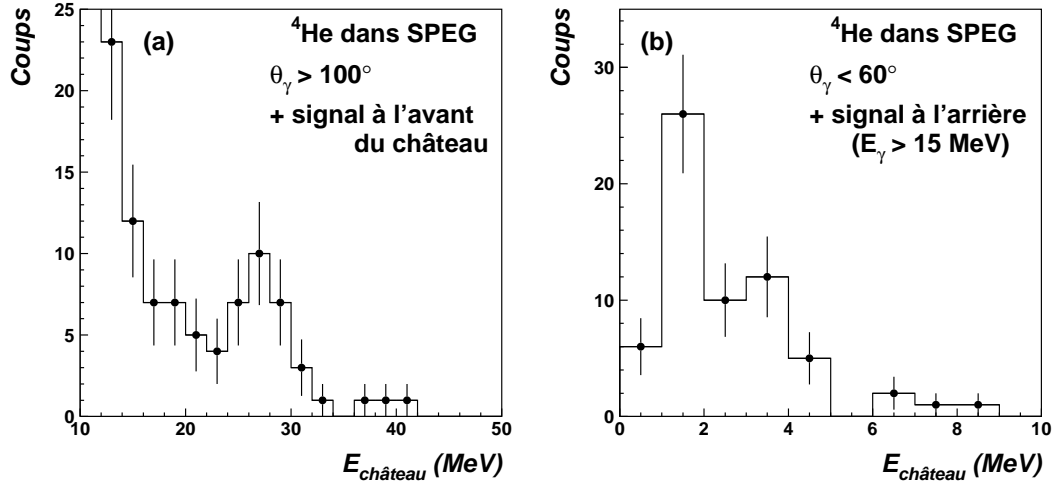


Figure 6.32: Spectres en énergie obtenus lors de coïncidences triples $\alpha + \gamma(\theta > 100^\circ) + \gamma(\theta < 60^\circ)$: (a) énergie du γ avec $\theta_\gamma > 100^\circ$ (à l'arrière du Château) et (b) énergie du γ avec $\theta_\gamma < 60^\circ$ (à l'avant du Château).

dans la partie avant du Château semble continu et de forme exponentielle. Un tel spectre est compatible avec celui créé par des neutrons interagissant dans les BaF_2 . Ces événements semblent ainsi constituer une évidence en faveur d'une capture du p sur le cœur.

D'autre part, si nous supposons la capture sur l' ${}^6\text{He}$ avec formation d'une résonance à 14.7 MeV dans le continuum du ${}^7\text{Li}$, suivie de la décroissance de cette résonance en $t + \alpha$, nous devrions également avoir des événements de tritons en coïncidence avec des γ de haute énergie. En effet, le moment de ces tritons de décroissance est compris entre 500 et 900 MeV/c et une partie peut être détectée dans SPEG au réglage prévu pour le ${}^7\text{Li}$ ($B\rho_{\text{SPEG}} = 1.83$ Tm, acceptance en moment pour des tritons : 520-570 MeV/c). Or nous avons vu (voir paragraphe 6.2.2) qu'aucun événement de haute énergie aux angles arrière du Château n'était associé avec les tritons détectés à ce réglage de SPEG. Au vu des 170 événements de ${}^4\text{He}$ en coïncidence avec des γ nous devrions avoir environ 40 coïncidences t - γ .

Cette dernière constatation semble donc éliminer l'hypothèse d'une capture sur l' ${}^6\text{He}$ pour expliquer ces événements.

De plus, nous n'avons pas non plus observé la formation des deux résonances à 4.63 et 6.68 MeV dans le ${}^7\text{Li}$. Ces résonances décroissent également en $t + \alpha$ [AS88] et l'énergie des α nous aurait permis de les détecter à ce même réglage de SPEG. Si ces résonances avaient été formées par capture radiative, nous aurions donc dû observer des événements d'énergie supérieure à 35 MeV dans le spectre 6.27, ce qui ne semble pas être le cas. Il serait alors étonnant que ces états de basse énergie ne soient pas formés mais qu'un état à plus haute énergie (14.7 MeV), de structure semblable, le soit.

Enfin, nous pouvons déterminer une valeur inférieure de section efficace associée à ces événements, valeur correspondant au nombre d'événements détectés et déconvolués du bruit de fond, comme montré dans la figure 6.30. Ceci correspond à 169 événements, soit une section efficace de $0.17 \pm 0.02 \mu\text{b}$.

Pour conclure cette étude, nous pouvons dire que certaines observations semblent indiquer que la capture sur le cœur de l' ${}^6\text{He}$ ait été observée ici, préférentiellement à une capture du p sur l' ${}^6\text{He}$ avec formation d'un état du continuum du ${}^7\text{Li}$. Cette conclusion est bien sur à mettre en relation avec les événements $\text{d}+\gamma$ en coïncidence qui semblent avoir également été observés (voir paragraphe 6.2.2). Malheureusement, il est difficile de conclure de manière catégorique sur la base de ces seules données.

6.3 Conclusions

Premièrement, nous avons observé expérimentalement la capture d'un proton sur l' ${}^6\text{He}$ et la formation du ${}^7\text{Li}$ dans son état fondamental ou son premier état excité, ces deux états ne pouvant pas être distingués expérimentalement. Une section efficace de $35 \pm 2 \mu\text{b}$ associée à cette réaction a été mesurée. La distribution angulaire des photons de capture a également été mesurée. Cette distribution angulaire est piquée à environ 120° plutôt qu'à 90° , ce qui semble indiquer un mélange de contributions de type E1 et E2.

Concernant la capture du proton sur des sous-systèmes de l' ${}^6\text{He}$, nous avons observé des événements pouvant correspondre à de telles réactions (comme décrites dans le chapitre 1). Nous avons ainsi détecté :

- des ${}^6\text{Li}$ en triple coïncidence avec des γ de 30 MeV environ et des γ de 3.5 MeV (signant la formation du second état excité du ${}^6\text{Li}$) ;
- des ${}^4\text{He}$ associés à des γ de 27 MeV ;
- des deutons avec des γ de 22 MeV.

Le tableau 6.2 résume l'ensemble de ces observations.

Particule détectée	γ en coïncidence Energie [MeV]	Section efficace [μb]	"Réaction"
${}^7\text{Li}$	42	35 ± 2	${}^6\text{He}(\text{p}, \gamma){}^7\text{Li}_{g.s.}$
${}^6\text{Li}$	30 et 3.5	3.5 ± 1.3	${}^6\text{He}(\text{p}, \gamma){}^7\text{Li}_{11.2}^*$ ${}^5\text{He}(\text{p}, \gamma){}^6\text{Li}_{3.56}^*$
${}^4\text{He}$	27	> 0.17	${}^4\text{He}(\text{p}, \gamma){}^5\text{Li}$ ${}^6\text{He}(\text{p}, \gamma){}^7\text{Li}_{14.7}^*$
t	aucun	–	$2\text{n}(\text{p}, \gamma)\text{t}$
d	? (22)	> 0.1	$\text{n}(\text{p}, \gamma)\text{d}$

Tableau 6.2: Résumé des différentes observations et mesures faites dans cette expérience.

Mais de tels événements (${}^6\text{Li}+\gamma$ et ${}^4\text{He}+\gamma$) ainsi que l'énergie des photons détectés sont également explicables en considérant la capture du proton sur l' ${}^6\text{He}$ et la formation d'états excités du continuum du ${}^7\text{Li}$. Le moment des particules formées pourrait nous aider à distinguer entre les deux types de processus, capture sur l' ${}^6\text{He}$ ou capture directe sur un sous système. Mais nous sommes limités ici par :

- la faible acceptance en moment de SPEG qui ne nous a pas permis de mesurer la distribution en moment complète de ces particules.
- le fait que notre simulation de capture radiative est peut être trop simpliste. Nous considérons en effet la capture du proton sur un sous-système de l' ${}^6\text{He}$ supposé quasi libre et les possibles interactions avec les autres constituants de l' ${}^6\text{He}$ sont totalement négligées. De telles interactions peuvent modifier fortement la distribution en moment des produits de capture.

Ainsi dans le cas ${}^6\text{Li}+\gamma$, la distribution en moment des ${}^6\text{Li}$ semble indiquer une capture du proton sur l' ${}^6\text{He}$ avec passage par le continuum du ${}^7\text{Li}$. Mais dans le cas ${}^4\text{He}+\gamma$ plusieurs indications expérimentales nous font pencher vers une capture sur le cœur d' α de l' ${}^6\text{He}$. Cependant, la faible statistique nous empêche de trancher de manière catégorique. De plus les événements $d+\gamma$ semblent provenir d'une capture $n+p$ et sont difficilement explicables autrement. Par contre, l'énergie des photons détectés et la distribution en moment des deutons détectés ne correspondent pas tout à fait avec celles calculées par notre simulation.

Nos observations expérimentales semblent donc être légèrement en faveur de réactions de capture sur des sous-systèmes de l' ${}^6\text{He}$, en plus de la capture ${}^6\text{He}+p\rightarrow{}^7\text{Li}$. Si cette hypothèse se trouve vérifiée, nous devons noter qu'aucun événement $t+\gamma$ (correspondant à une capture $n-n+p$) n'a été observé, contrairement aux autres possibilités de capture sur les différents sous-systèmes (n , α et ${}^5\text{He}$). Ceci pourrait être une indication concernant la structure à trois corps de l' ${}^6\text{He}$ et une réfutation de la configuration spatiale "compacte", dit di-neutron. Une telle observation serait alors en accord avec la mesure de la distance relative entre les deux neutrons du halo récemment obtenue par interférométrie et mesure des corrélations neutron-neutron [Mar00]. La distance ainsi trouvée est en effet très grande, 5.9 ± 1.2 fm, et également en contradiction avec la présence d'une configuration di-neutron dans l' ${}^6\text{He}$.

Conclusions et perspectives

Ce travail a été consacré à la recherche et à l'étude de moyens et de réactions pouvant servir à sonder la structure des noyaux riches en neutrons et en particulier celle des noyaux à halo. Suivant cette idée, nous nous sommes intéressés à deux types de réactions :

- une maintenant largement utilisée et répandue : les réactions de perte d'un neutron à haute énergie ;
- une autre, nouvelle, que nous avons proposé et étudié : la capture radiative à haute énergie d'un proton sur un noyaux à halo.

Concernant les réactions de **perte d'un neutron**, l'étude systématique réalisée sur la vingtaine de noyaux riches en neutrons a permis d'étudier l'évolution des distributions en moment mesurées dans ce type d'expérience et de la structure des noyaux étudiés, en fonction de l'isospin. Afin de décrire et d'interpréter ces résultats, plusieurs approches théoriques ont été développées et nous avons confronté leurs résultats aux données. Le bon accord entre ces calculs et les résultats expérimentaux, pour tous les noyaux étudiés, nous indique que le mécanisme de réaction de perte d'un neutron semble maintenant bien compris et maîtrisé. Ainsi la largeur des distributions en moment du cœur est principalement déterminée par le moment angulaire du neutron de valence, plutôt que par son énergie de séparation. Ceci nous permet alors d'extraire des informations spectroscopiques concernant les noyaux étudiés. Nous avons ainsi pu proposer des spin-parité pour l'état fondamental des noyaux de ^{15}B , ^{17}C , $^{19-21}\text{N}$, $^{21,23}\text{O}$ et $^{23-25}\text{F}$.

Enfin, un nouveau modèle théorique basé sur l'approximation soudaine a permis de décrire les distributions en moment transverse obtenues avec une cible légère. Nous avons ainsi pu comprendre l'élargissement de ces distributions par rapport aux distributions en moment parallèle. Nous avons également montré que ces distributions transverses, bien que plus difficiles à mesurer expérimentalement, pouvaient nous apporter une information spectroscopique complémentaire de celle obtenue avec les distributions en moment parallèle.

D'une manière générale, au travers de cette étude, nous avons voulu montrer l'importance d'une description précise du mécanisme de réaction impliqué, selon la nature de la cible, pour décrire précisément les données obtenues et extraire des informations claires sur la structure des noyaux étudiés. Il est également nécessaire de tenir compte de tous les effets de distorsion pouvant être introduits par le dispositif expérimental, et notamment par son acceptation, et de comparer directement les distributions en moment calculées et expérimentales. En effet, ces distributions ne

sont pas de forme purement gaussienne ou lorentzienne et l'information portée par leur seule largeur à mi-hauteur est trop pauvre pour une bonne comparaison avec les calculs. Une telle étude complète (mesure de p_{\parallel} , p_x et σ_{-1n} avec une bonne statistique) montre l'intérêt d'étudier des chaînes d'isotopes pour mieux comprendre l'évolution de la structure des noyaux.

Ces réactions de perte d'un neutron nous apportent des informations à propos de l'état fondamental de noyaux riches en neutrons et des noyaux à halo de un neutron. L'étape suivante est maintenant la compréhension des réactions de perte de deux neutrons, nécessaire pour l'étude des noyaux à halo de deux neutrons comme l' ^6He ou le ^{11}Li . L'étude du continuum des noyaux à halo, et plus généralement des noyaux riches en neutrons, est également utile. En effet, pour ces noyaux faiblement liés, la structure de leur continuum et de leur état fondamental sont en étroite relation.

Réunissant ces deux idées, nous avons étudié la **dissociation de l' ^6He** sur une cible de proton en mesurant la distribution en moment du cœur suite à cette cassure. Nous avons ainsi pu constater que, dans ce cas, la description théorique du mécanisme de réaction proposée par Ershov *et al.* [Ers99] reproduit bien les données obtenues. Dans ce cas particulier, la distribution en moment du cœur semble alors être le reflet de la structure du continuum de l' ^6He .

Mais ces réactions de dissociation s'avèrent limitées pour nous apporter une information claire sur la structure de l' ^6He . Des effets importants dus au mécanisme de réaction et des interactions dans l'état final rendent complexe la description théorique du processus de dissociation et masquent la structure véritable de l' ^6He .

Nous avons alors proposé d'utiliser pour la première fois une réaction de **capture radiative** à haute énergie (40 MeV/nucléon) d'un proton sur l' ^6He . L'idée est alors de tester la possibilité d'une capture du proton par des sous-systèmes de l' ^6He . Une telle réaction peut, par l'intermédiaire du photon de haute énergie émis, nous apporter une information peu perturbée sur la structure interne de l' ^6He , les photons n'étant pas soumis à des effets d'interactions dans l'état final. La description théorique d'un processus de capture radiative est en effet bien maîtrisée, l'Hamiltonien d'interaction électromagnétique étant connu. Cependant, l'inconvénient majeur reste les faibles sections efficaces associées à ces processus électromagnétiques.

Nous avons alors observé expérimentalement la capture d'un proton sur l' ^6He avec formation du ^7Li et mesuré l'énergie des γ émis ainsi que leur distribution angulaire. Les deux distributions sont bien décrites par le formalisme de la capture radiative. Nous avons également observé des événements pouvant provenir de la capture du proton sur différents sous-systèmes de l' ^6He . Mais ces événements pourraient être également explicables par l'hypothèse d'une capture du proton sur l' ^6He et formation d'une résonance dans le continuum du ^7Li , suivi de sa décroissance. Notre statistique limitée ainsi que la difficulté à séparer ces deux processus avec notre dispositif expérimental ne nous a pas permis d'exclure complètement l'une ou l'autre des deux hypothèses.

Plusieurs observations expérimentales semblent cependant indiquer que la capture sur des sous-systèmes de l' ^6He aurait été observée. Si cette hypothèse s'avère vérifiée, nous aurions observé la capture du proton sur le cœur α , sur l' ^5He et sur

l'un des neutrons du halo. Aucune capture sur un éventuel di-neutron n'a cependant été observée. Ceci pourrait être une réfutation de l'existence de cette configuration correspondant à deux neutrons spatialement proches dans l' ^6He ou une indication que cette configuration représente un faible pourcentage de la fonction d'onde des neutrons du halo. Dans le cas contraire de capture sur l' ^6He et de formation de résonances du continuum du ^7Li , de telles données pourraient nous apporter des informations très intéressantes concernant la structure de ces états du continuum du ^7Li .

Il semble donc qu'une nouvelle expérience avec un dispositif spécialement adapté soit nécessaire. Cette étude pionnière nous a en effet permis de déterminer avec précision les observables pouvant nous permettre de trancher entre les divers processus possibles.

Perspectives

En ce qui concerne les **réactions de perte d'un neutron**, le développement de nouveaux détecteurs Ge segmentés [Aza99, Mue00] devrait permettre d'améliorer la sensibilité de telles expériences. De tels détecteurs seraient utiles pour appliquer cette méthode d'étude à des noyaux plus lourds. Comme nous l'avons vu, il semble en effet que de nombreux états excités du cœur interviennent pour les noyaux plus lourds.

L'étape suivante serait également la compréhension des **réactions avec perte de deux neutrons**, notamment concernant les noyaux à halo de deux neutrons. Une expérience avec la mesure de γ en coïncidence avec la détection du cœur pourrait nous apporter des informations sur les états excités du cœur dans le ^{14}Be [Lab00]. Une telle mesure pourrait nous guider dans la description théorique du processus de dissociation.

Enfin, couplées avec l'utilisation d'un spectromètre de grande acceptance, ces réactions de perte d'un neutron nous offrent la possibilité d'étudier des chaînes d'isotopes en une seule expérience. De telles mesures pourraient être utiles pour explorer la structure des noyaux et les changements dans la fonction d'onde du neutron de valence aux environs des fermetures de couches.

Dans le cas de la **capture radiative**, il semble que la même expérience, à une énergie égale ou inférieure, doit être refaite avec un dispositif expérimental mieux adapté. Une réaction à une énergie incidente supérieure pourrait également être envisagée afin d'augmenter les chances d'une capture sur un sous-système par rapport à une capture sur l' ^6He (collision plus adiabatique), bien que la section efficace de capture décroisse en fonction de l'énergie. La conception d'un dispositif expérimental adapté est maintenant possible grâce aux résultats de l'analyse de cette première expérience.

Il serait notamment nécessaire d'augmenter la couverture en angle et en énergie pour la détection des particules produites dans la réaction. Aux énergies plus basses que celles utilisées ici (40 MeV/nucléon), l'utilisation d'un mur de télescopes

Si-CsI peut être envisagée. Une bonne discrimination neutron- γ événement par événement est également importante. Elle permettrait alors de mesurer un spectre inclusif de photons. Les faisceaux SPIRAL ($E_B \sim 2\text{-}25$ MeV/nucléon) possèdent une bien meilleure définition en temps que les faisceaux de fragmentation et pourraient être utilisés. A plus haute énergie, nous pourrions envisager de placer un détecteur dans le faisceau incident pour réaliser une prise de temps sur les noyaux incidents. Une discrimination neutron- γ basée sur la forme des impulsions dans les détecteurs BaF₂ pourrait également être étudiée.

Cependant, un important travail théorique serait également nécessaire. Il est en effet important pour une étude future de maîtriser la capture radiative vers des états non liés. Un premier pas dans cette voie a été fait lors de l'étude de la réaction ${}^4\text{He}(p,\gamma){}^5\text{Li}$ par Hoefman *et al.* [Hoe00]. Ce type de réaction de capture pourrait alors être un moyen d'obtenir des informations sur la structure du continuum de certains noyaux. Mais également et surtout, comme nous l'avons souligné au cours de cette étude, nous aurions besoin de calculs plus complets et plus réalistes pour décrire la capture sur des sous-systèmes.

Annexe A

Simulation Monte-Carlo pour l'expérience de perte d'un neutron

Cette simulation a été développée afin de décrire les effets de filtre du dispositif expérimental. Il s'agit d'une simulation de type Monte-Carlo dans un espace à trois dimensions. Les caractéristiques du faisceau incident, les effets de la cible sur les particules et les caractéristiques du détecteur SPEG y sont pris en compte. Dans cette annexe, nous expliquerons donc point par point comment ces différents effets sont calculés.

A.1 Description du faisceau incident

Nous avons mesuré expérimentalement les caractéristiques du faisceau incident, c'est-à-dire son extension spatiale en X et en Y et sa dispersion en angle θ et ϕ . Ces caractéristiques peuvent être résumées dans deux distributions à deux dimensions présentées sur la figure A.1.

La position dans le plan (X,Y) du noyau incident est tirée aléatoirement selon une distribution plate, $-2.5 \leq X \leq 2.5$ cm et $-0.5 \leq Y \leq 0.5$ cm. Ces angles d'incidence θ et ϕ sont tirés dans la distribution expérimentale présentée dans la figure A.1.

Dans l'expérience de perte d'un neutron, SPEG étant utilisé en mode achromatique, les distributions mesurées sont indépendantes de l'énergie des noyaux incidents. Dans notre simulation, nous avons donc considéré une énergie fixe pour chaque noyau incident.

A.2 Calcul de la perte d'énergie dans la cible

Le point d'interaction du noyau incident est tiré aléatoirement de manière uniforme dans l'épaisseur de la cible. Nous supposons en effet que la section efficace de perte d'un neutron $\sigma_{-1n}(E)$ reste constante sur la gamme d'énergies correspondant à la perte d'énergie du fragment dans la cible. La probabilité d'interaction reste donc constante tout au long de la cible. Afin de déterminer l'énergie réelle du noyau au

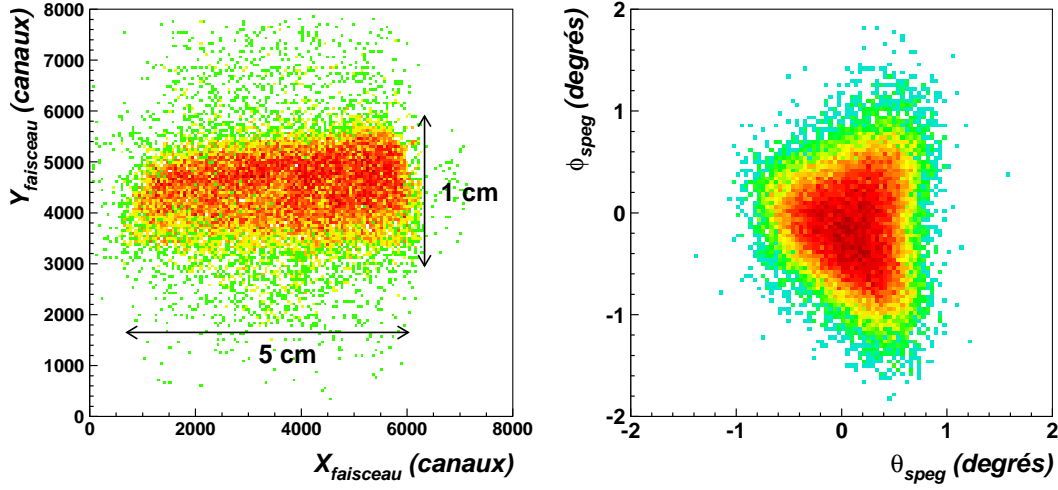


Figure A.1: Caractéristiques spatiales (a) et angulaires (b) du faisceau incident, pour tous les noyaux, utilisées dans la simulation.

moment de l'interaction, nous calculons la perte d'énergie du noyau incident dans la cible.

Ce calcul de perte d'énergie est fait à partir des tables de pouvoir d'arrêt dE/dx du noyau en question dans la cible. Ces tables sont calculées avec le logiciel TRIM96 [Sie85]. À partir de ces tables de pouvoir d'arrêt, nous calculons la perte d'énergie sur la distance considérée par un processus itératif [Win92]. Avec le pouvoir d'arrêt du noyau incident à l'énergie E_i , nous calculons la distance Δx correspondant à une perte d'énergie ΔE égale à 0.5 % de l'énergie incidente E_i (A.1).

$$\Delta x = \frac{0.005 \times E_i}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{E_i}} \quad (\text{A.1})$$

L'énergie du noyau incident devient alors $E_i = E_i - \Delta E$. Nous répétons cette procédure jusqu'à ce que la distance totale ait été parcourue.

A.3 Emission des fragments

Au point d'interaction, le fragment résultant de la réaction de perte d'un neutron est émis avec une distribution intrinsèque en moment, dans le centre de masse du noyau incident.

Il est possible de choisir la forme de cette distribution intrinsèque. C'est en effet elle qui contient les informations théoriques sur la structure du noyau et que nous allons convoluer avec notre filtre expérimental pour pouvoir les comparer aux données. Elle peut être de forme gaussienne, lorentzienne ou bien le résultat d'un calcul théorique.

Nous calculons ensuite le moment de ces fragments dans le référentiel du laboratoire, par une transformation de Lorentz en trois dimensions à partir du vecteur vitesse du noyau incident $\vec{\beta}_{inc}$. Si l'on considère un référentiel B en translation dans un référentiel A à la vitesse $\vec{\beta}$, le moment \vec{p}_B et l'énergie totale E_B de la particule dans B sont alors calculés à partir de ces mêmes quantités dans A (\vec{p}_A et E_A) par la formule (A.2) [Bru87], avec les notations standards de mécanique relativiste.

$$\begin{aligned} E_B &= \gamma(E_A - \vec{\beta} \cdot \vec{p}_A) \\ \vec{p}_B &= \vec{p}_A + \gamma\vec{\beta} \left(\frac{\gamma\vec{\beta} \cdot \vec{p}_A}{\gamma + 1} - E_A \right) \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

A.4 Dispersions dues à la cible et résolution de SPEG

Nous calculons ensuite la perte d'énergie du fragment dans la partie de cible traversée. Les angles d'émission du fragment sont ensuite convolués, événement par événement, avec des distributions gaussiennes ($\sigma = 0.13^\circ$ pour la cible de C et $\sigma = 0.4^\circ$ pour la cible de Ta), afin de simuler de manière globale la dispersion en angle due aux diffusions multiples dans la cible.

Les élargissements dus à la dispersion en énergie dans la cible et à la résolution de SPEG sont traités en même temps. Nous avons mesuré expérimentalement ces élargissements (figure 3.12) pour chaque noyau. Pour les prendre en compte, le moment du fragment à la sortie de la cible est alors convolué avec une gaussienne de largeur d'environ $\sigma = 7 \text{ MeV}/c$.

La géométrie réelle dans le plan (X, Y) de l'entrée du détecteur SPEG est alors introduite, afin de prendre en compte l'acceptance géométrique finie de SPEG et de voir, selon la trajectoire des fragments, quels sont ceux détectés.

Annexe B

Simulation Monte-Carlo pour l'expérience de capture radiative

Dans cette annexe, nous décrirons les outils de simulation mis au point pour l'implantation et l'analyse de l'expérience de capture radiative. Il s'agit de programmes de simulation par méthode Monte-Carlo, utilisant le programme GEANT [Bru87]. L'utilisation de GEANT permet de décrire la géométrie du dispositif expérimental et la réponse du Château de Cristal à l'interaction de différentes particules. Cette simulation permet ainsi de générer des fichiers d'événements ayant le même format que les données expérimentales. Nous analysons donc ensuite les données expérimentales et les résultats de la simulation avec les mêmes procédures d'analyse. Ces données simulées nous servent donc également à tester et à valider nos programmes d'analyse.

B.1 Description géométrique du dispositif expérimental

Le programme GEANT nous permet de décrire notre dispositif expérimental en terme de volumes et de types de matériaux correspondant aux détecteurs et aux éléments de mécanique. Nous avons pris en compte la géométrie des 74 BaF_2 du Château de Cristal et la géométrie des deux télescopes Si-CsI. Ceci nous permet de déterminer l'efficacité de détection géométrique pour les photons (BaF_2) et pour les particules chargées (télescopes). Nous avons également entré la géométrie de la chambre de réaction en aluminium et de la tête de la cible d'hydrogène liquide en bronze. En effet, les γ de haute énergie peuvent interagir avec ces deux éléments par conversion. L'efficacité de détection des γ en est donc modifiée.

La figure B.1 représente la couverture angulaire du château de cristal calculée à l'aide de notre simulation pour des γ d'énergie comprise entre 3 et 50 MeV, émis isotropiquement. La courbe pleine correspond à l'efficacité de détection géométrique du Château de Cristal. La courbe en tirets représente cette même efficacité de détection obtenue lorsque la chambre de réaction et la cible d'hydrogène sont présentes. Nous constatons une différence sensible à 90° entre ces deux courbes. Cette perte

d'efficacité de détection à 90° lorsque la cible est présente est due à l'absorption, ou interaction par création de paires des γ de haute énergie avec la tête froide en bronze de la cible d'hydrogène ainsi qu'avec l'ensemble de la chambre de réaction. Les points sur cette même figure représentent la distribution angulaire reconstruite par notre procédure d'analyse (voir paragraphe 6.1.2.4) à partir de la distribution originelle en trait plein. Nous pouvons ainsi vérifier que notre procédure de reconstruction de l'angle des γ détectés est correcte.

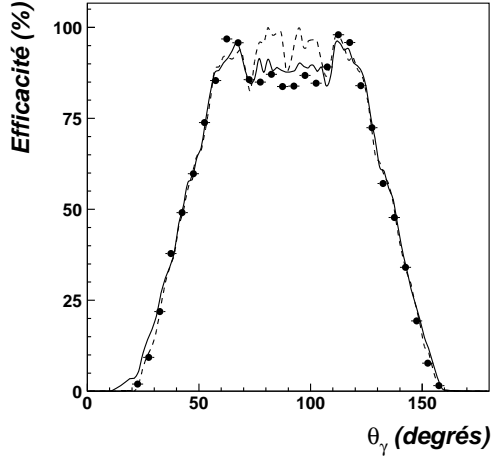


Figure B.1: Couverture angulaire du château de cristal pour des γ de 3 à 50 MeV émis isotropiquement. La courbe en trait plein correspond à l'efficacité de détection angulaire du Château avec la cible d'hydrogène présente. La courbe en tiret correspond à l'efficacité de détection géométrique (sans la cible). Les points représentent la distribution en angle reconstruite à partir de la réponse des BaF₂.

B.2 Réponse des détecteurs BaF₂

L'interaction de photons de haute énergie dans les détecteurs BaF₂ se fait par création d'une gerbe électromagnétique qui peut toucher plusieurs détecteurs. Le code de simulation GEANT permet de simuler le développement de cette gerbe électromagnétique, ainsi que sa répartition dans les différents détecteurs. Nous avons alors accès à l'énergie déposée dans chaque cristal. De telles simulations ont déjà été utilisées auparavant pour modéliser la réponse de détecteurs BaF₂ en bon accord avec les mesures expérimentales [Mat90, Gab94]. Le spectre de la réponse en énergie d'un groupe de détecteurs BaF₂ à des photons énergétiques présente un maximum décalé par rapport à l'énergie du γ incident. Ce décalage, ainsi que la traîne à plus basse énergie de ce spectre, s'explique par l'échappement d'une partie de la gerbe électromagnétique à l'arrière des détecteurs (plus les détecteurs vont être courts, plus cet échappement va être important). Ce spectre peut être paramétré par la formule [Gab94] :

$$y = NG \text{ pour } E \geq E_{pic}$$

$$y = N \left(G + \exp \left(\frac{E - E_{pic}}{\lambda} \right) (1 - G) \right)$$

$$G = \exp \left(\frac{-(E - E_{pic})^2}{2\sigma^2} \right) \quad (B.1)$$

Le paramètre N est utilisé pour la normalisation et les paramètres de largeur σ et λ permettent de reproduire la forme gaussienne asymétrique. E_{pic} correspond au maximum du spectre en énergie, légèrement inférieur à l'énergie du photon incident, à cause d'un possible échappement d'une partie de la gerbe électromagnétique.

La résolution en énergie des détecteurs BaF₂ due à la réponse des photomultiplicateurs et de la chaîne électronique doit être ajoutée dans GEANT. Afin de déterminer cette résolution, nous nous sommes basé sur les spectres expérimentaux obtenus avec une source d'Am/Be (γ de 4.43 MeV). Nous observons alors une résolution de $(\Delta E/E)_{fwhm} = 0.17$. Cette résolution introduite dans GEANT permet de reproduire les spectres expérimentaux (figure B.2). A plus haute énergie, il nous est difficile de déterminer précisément de manière expérimentale la résolution des détecteurs. En effet, le spectre des muons cosmiques simulé est très peu sensible à la résolution introduite (figure B.3) et les spectres expérimentaux sont reproduits par la simulation (figure B.6). Nous considérons donc que la résolution de nos détecteurs ne dépend pas de l'énergie, bien que Gabler *et al.* [Gab94] aient observé, pour les cristaux du multi-détecteur TAPS, une réduction de cette résolution avec l'augmentation de l'énergie des photons.

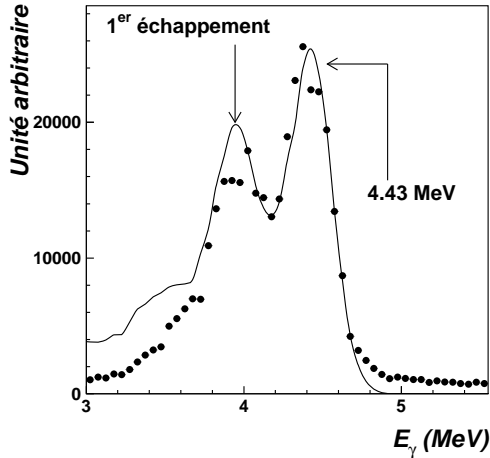


Figure B.2: Réponse d'un BaF₂ à des γ de 4.43 MeV : comparaison entre le spectre expérimental (points) et le spectre simulé avec GEANT (ligne).

Nous avons essayé de paramétrer la réponse en énergie de l'ensemble des BaF₂ du Château de Cristal par une formule analytique simple. L'avantage d'une telle formule analytique est d'être moins lourde d'emploi que la simulation Monte-Carlo complète pour convoluer une spectre théorique avec la réponse des détecteurs et le comparer ensuite aux données.

Nous avons donc calculé l'énergie totale mesurée en réponse à des photons mono-énergétiques émis isotropiquement. Le spectre en énergie totale alors mesuré dans le Château est représenté sur la figure B.4 pour chaque cas (traits fins). Ce spectre en énergie peut être paramétré à l'aide des deux formules analytiques (B.1).

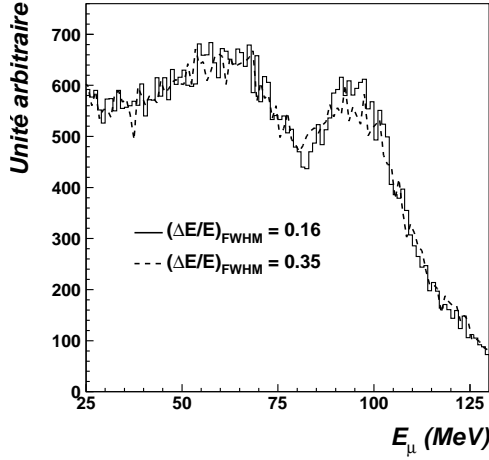


Figure B.3: Spectre de l'énergie déposée dans un BaF₂ par des muons cosmiques, calculé avec GEANT, pour deux résolutions intrinsèques différentes des BaF₂.

L'ajustement de cette formule sur les spectres simulés est représenté sur la figure B.4 par la ligne épaisse en trait plein. Nous voyons que l'accord avec le spectre calculé est satisfaisant pour toutes les énergies de photons incidents présentées. Les évolutions de ces paramètres en fonction de l'énergie du photon incident E_γ sont présentées dans la figure B.5. Elles peuvent être représentées dans les trois cas par une droite. La dépendance en fonction de l'énergie du photon incident E_γ de ces trois paramètres peut donc être reproduite par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} E_{pic} &= 0.915E_\gamma + 0.938 \\ \sigma &= 0.047E_\gamma - 0.133 \\ \lambda &= 0.411E_\gamma - 3.1 \end{aligned} \tag{B.2}$$

Si nous utilisons maintenant ces formules (B.3) avec (B.1), nous pouvons décrire la réponse en énergie du Château quelque soit l'énergie du γ incident. La réponse ainsi calculée est représentée dans la figure B.4 par des tirets. Nous constatons que l'accord avec le spectre simulé est correct, dans la gamme d'énergie de 10-50 MeV qui nous intéresse.

B.3 Réponse à des muons cosmiques

Afin d'étalonner les détecteurs BaF₂ avec les muons cosmiques, nous avons simulé l'interaction de ces muons dans le Château de Cristal. Les muons sont émis dans un plan de 30×30 m à 60 cm au-dessus du château, selon une distribution angulaire en $\cos^2 \theta$. Seuls les muons susceptibles d'interagir avec le Château sont suivis dans GEANT. Le calcul GEANT nous donne directement, pour chaque détecteur, le spectre de l'énergie déposée (figure B.6). Nous observons un assez bon accord avec le spectre expérimental. Nous voyons que la composante horizontale (bosse à 60 MeV) est sous-estimée dans la simulation. La proportion de muons horizontaux va

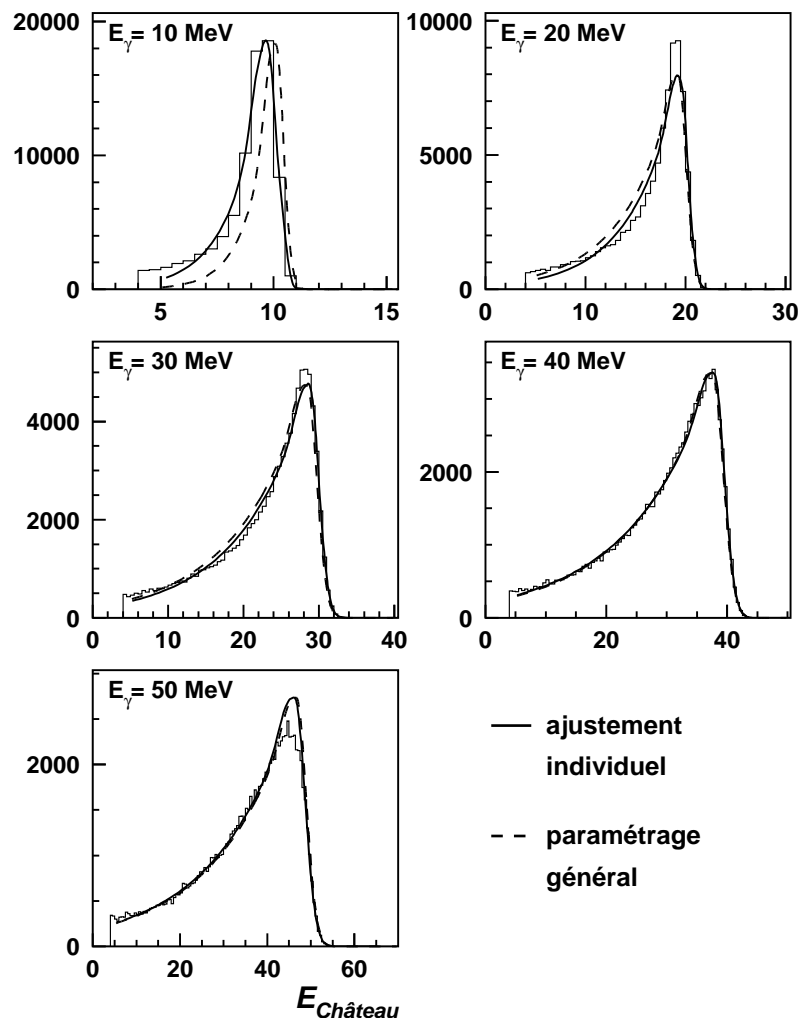


Figure B.4: Réponse en énergie simulée de l'ensemble des détecteurs du Château (énergie totale) pour des photons mono-énergétiques d'énergie 10, 20, 30, 40 et 50 MeV.

dépendre, en partie, des caractéristiques du plan d'émission (plus celui-ci est petit, plus la composante verticale est favorisée) et il est très difficile de prendre en compte la totalité des muons horizontaux sans augmenter considérablement les temps de calcul.

B.4 Simulation de capture radiative

Cette simulation de capture radiative permet de générer des événements résultant d'une réaction de capture radiative de l' ^6He , ou d'un sous-constituant de l' ^6He ,

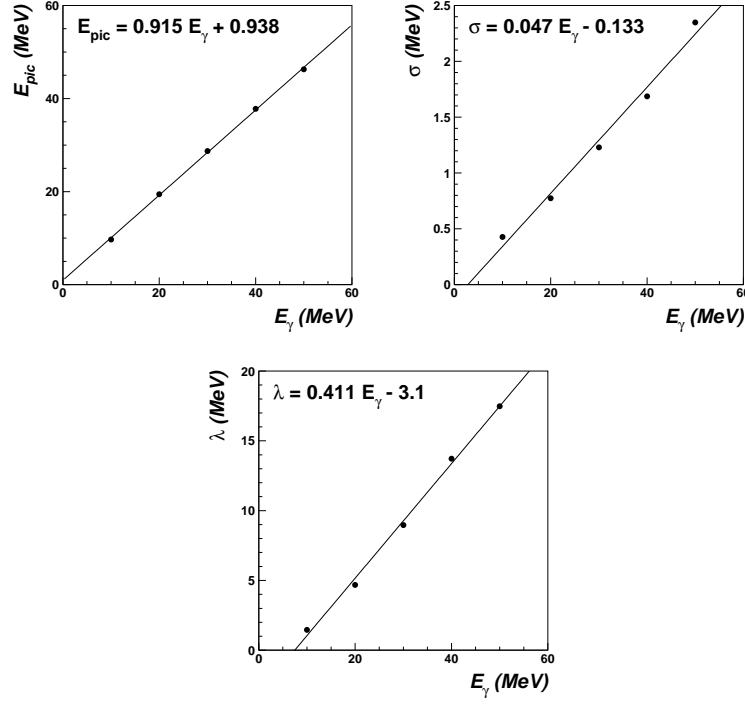


Figure B.5: Dépendance des différents paramètres E_{pic} , σ et λ en fonction de l'énergie des photons incidents.

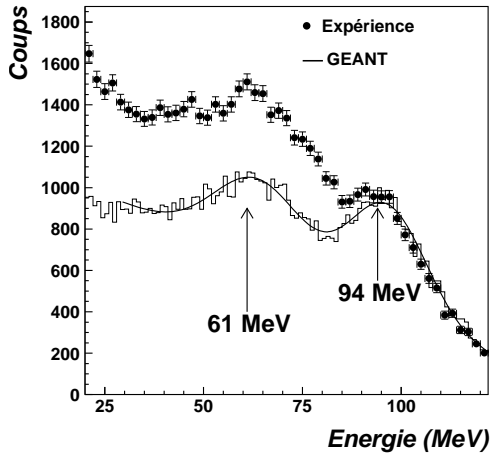


Figure B.6: Energie déposée dans un BaF_2 par des muons cosmiques : comparaison entre le spectre expérimental et celui calculé avec GEANT.

sur un proton. Des γ de haute énergie et les produits de capture sont alors émis selon la physique du mécanisme de capture. L'interaction des γ avec le dispositif expérimental et avec les détecteurs est ensuite calculée par GEANT. La détection des produits de capture par SPEG est simulée de manière indépendante.

La simulation du processus de capture radiative est basée sur des règles cinématiques simples. Considérons la cinématique d'une réaction à deux corps. Dans le

centre de masse de la réaction, la conservation de l'énergie totale disponible \sqrt{s} nous donne :

$$s = (E_A + m_p)^2 - p_A^2 = (E_B + E_\gamma)^2 \quad (\text{B.3})$$

Nous en déduisons l'énergie du γ émis :

$$E_\gamma = \frac{s - m_B^2}{2\sqrt{s}} \quad (\text{B.4})$$

Ainsi, selon le type de capture considérée (capture sur ${}^6\text{He}$, ${}^5\text{He}$, ${}^4\text{He}$, n-n, n) la formule (B.4) nous donne l'énergie du γ émis. Dans le cas de capture sur un sous-système de l' ${}^6\text{He}$, nous considérons celui-ci comme quasi-libre et nous supposons une réaction à deux corps en ignorant les autres constituants de l' ${}^6\text{He}$ et leur possible influence sur la réaction de capture et sur l'émission des produits de capture. Ceci est une hypothèse très forte mais qui nous permet, dans un premier temps, d'effectuer des calculs relativement simples pour une première comparaison avec les données.

Pour déterminer l'angle d'émission du γ , nous utilisons une approximation classique basée sur le formalisme de Jackson [Jac75]. Dans cette approximation, chaque particule entrante et sortante contribue avec une amplitude de la forme (B.5) :

$$Z \frac{\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta})}{1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}} \quad (\text{B.5})$$

Z et β sont la charge et la vitesse de la particule et \vec{n} est la direction du photon émis. Pour la capture, dans le référentiel du centre de masse, le problème se réduit à seulement deux amplitudes entrantes de vitesse respectives p/E_1 et $-p/E_2$, où p est le moment dans le centre de masse et E l'énergie totale (relativiste). La distribution angulaire des photons est alors donnée par la formule (B.6) [Hoe99a, Hoe99b].

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma dE_\gamma} = \frac{[E_1 Z_2 - E_2 Z_1 - (Z_1 + Z_2)p \cos \theta]^2}{[E_1 E_2 + (E_1 - E_2)p \cos \theta - p^2 \cos^2 \theta]^2} \sin^2 \theta \quad (\text{B.6})$$

Cette formule classique rend bien compte, au premier ordre, des distributions angulaires des γ de capture observées dans diverses expériences [Hoe99a, Hoe99b]. Dans notre simulation, nous effectuons un tirage aléatoire de l'angle d'émission du γ selon cette distribution.

Une fois les caractéristiques du γ déterminées, nous en déduisons celles du fragment B par conservation : $\vec{p}_B = -\vec{p}_\gamma$ dans le centre de masse. Une transformation de Lorentz avec la vitesse $\vec{\beta}_{A-p}$ permet de passer du référentiel du centre de masse à celui du laboratoire.

Dans les cas où la capture se fait vers un état excité de B d'énergie d'excitation E_x , l'énergie du γ est donnée par la formule (B.7) :

$$E_\gamma = \frac{s - (m_B + E_x)^2}{2\sqrt{s}} \quad (\text{B.7})$$

La largeur Γ de cet état excité est également prise en compte. Elle implique une fluctuation sur l'énergie du γ émis. Cette fluctuation est introduite dans la simulation en convoluant l'énergie E_x avec une gaussienne de largeur Γ .

Si cet état excité est non lié, nous calculons ensuite la décroissance en vol de cet état excité B^* en deux particules $b1$ et $b2$. L'énergie et le moment de ces deux particules sont donnés par les formules (B.8).

$$\begin{aligned} E_{b1} &= \frac{(m_B + E_x)^2 + m_{b1}^2 - m_{b2}^2}{2(m_B + E_x)} \\ p_{b1} &= p_{b2} = \sqrt{E_{b1}^2 - m_{b1}^2} \\ E_{b2} &= m_B + E_x - E_{b1} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

avec, E_x l'énergie d'excitation de B^* .

Dans les cas où la capture du proton se fait sur un sous-constituant de l' ^6He (^5He , ^4He , n - n ou n), nous introduisons une distribution en moment intrinsèque pour le sous-constituant. Cette distribution est choisie comme étant une gaussienne de largeur $FWHM = 80 \text{ MeV}/c$, pour reproduire les largeurs des distributions en moment des neutrons mesurées lors de la dissociation de l' ^6He par D. Aleksandrov *et al* [Ale98]. Ce moment intrinsèque \vec{p}_{int} est ajouté au moment \vec{p}_A de la particule incidente.

De même que pour la simulation de réaction de cassure (annexe A), nous introduisons les caractéristiques expérimentales (dispersion en énergie et en angle) du faisceau incident. L'énergie et l'angle de la particule incidente A sont alors tirées aléatoirement selon les distributions mesurées expérimentalement. La dispersion en énergie, en angle (valeurs mesurées expérimentalement, voir paragraphe 2.2.1 et l'extension spatiale ($\sigma_{x/y} = 1/3 \text{ cm}$)) sont prises en compte pour calculer le moment du faisceau incident \vec{p}_A (et donc la vitesse du centre de masse $\vec{\beta}_{A-p}$). Comme décrit dans l'annexe A, nous calculons les pertes d'énergie du faisceau et du fragment B dans la cible, selon le point d'interaction. Nous introduisons alors l'acceptance en moment et en angle de SPEG sur les caractéristiques des fragments en sortie de cible. L'énergie et l'angle de ces fragments sont convolués avec des gaussiennes pour simuler la résolution de SPEG (voir annexe A) et pouvoir comparer directement les quantités simulées aux données. L'interaction des γ émis avec le dispositif expérimental et les BaF_2 (gerbe électromagnétique) est calculée avec GEANT.

Au final, nous obtenons un fichier d'événements au même format que les données expérimentales calibrées. Nous pouvons alors appliquer les mêmes procédures d'analyse aux données expérimentales et aux événements simulés.

Annexe C

Réaction de perte d'un neutron : résumé des résultats

Dans cette annexe, nous résumons les différents résultats obtenus lors de l'expérience de perte d'un neutron, avec une cible de carbone et une cible de tantale. Les largeurs notées FWHM^{lab} font référence aux largeurs mesurées expérimentalement. Celles notées FWHM^{cm} correspondent aux largeurs des distributions intrinsèques dans le centre de masse du noyau incident, calculées à partir des largeurs FWHM^{lab} (voir paragraphe 3.1.3.3). Les largeurs des distributions en moment transverse FWHM_{px}^{lab} sont celles des distributions mesurées (non corrigées de la résolution des détecteurs). Pour l' ^{23}O sur cible de carbone, un nombre trop faible de noyaux incidents lors de la normalisation a rendu l'estimation de la section efficace impossible.

C.1 Résultats sur cible de carbone

Noyau	Energie [MeV/u]	FWHM ^{lab} _{pz} [MeV/c]	FWHM ^{cm} _{pz} [MeV/c]	FWHM ^{lab} _{px} [MeV/c]	FWHM ^{cm} _{px} [MeV/c]	σ_{-1n} [mb]
¹² B	64	158 ± 3.5	142 ± 3.5	175 ± 3	173 ± 3	81 ± 5
¹³ B	54	150 ± 7	135 ± 7	178 ± 2	176 ± 2	59 ± 4
¹⁴ B	50	63.6 ± 0.5	56.5 ± 0.5	79 ± 2	75 ± 2	153 ± 15
¹⁵ B	43	82 ± 2.5	73 ± 2.5	84 ± 9	80 ± 9	108 ± 13
¹⁴ C	67	200 ± 5	180 ± 5	222 ± 3	220 ± 3	65 ± 4
¹⁵ C	62	71 ± 0.7	63.5 ± 0.7	81 ± 1	86 ± 1	159 ± 15
¹⁶ C	55	121 ± 2	108 ± 2	143 ± 3	140 ± 3	65 ± 6
¹⁷ C	49	125 ± 3	111 ± 3	169 ± 9	166 ± 9	84 ± 9
¹⁸ C	43	143 ± 5	126 ± 5	159 ± 16	156 ± 16	115 ± 18
¹⁷ N	65	158 ± 4	141 ± 4	217 ± 4	214 ± 4	55 ± 5
¹⁸ N	59	188 ± 3	168 ± 3	219 ± 3	216 ± 3	109 ± 11
¹⁹ N	53	199 ± 3	177 ± 3	229 ± 5	226 ± 5	86 ± 9
²⁰ N	48	184 ± 4	162 ± 4	220 ± 16	217 ± 16	98 ± 13
²¹ N	43	173. ± 7	149 ± 7	238 ± 177	236 ± 177	140 ± 44
¹⁹ O	68	214 ± 8	190 ± 8	253 ± 13	250 ± 13	104 ± 12
²⁰ O	62	247 ± 5	219 ± 5	254 ± 7	251 ± 7	112 ± 11
²¹ O	56	237 ± 6	210 ± 6	246 ± 7	243 ± 7	134 ± 14
²² O	51	235 ± 4	206 ± 4	240 ± 16	237 ± 16	120 ± 14
²³ O	47	135 ± 9	114 ± 9	162 ± 28.5	157 ± 28.5	
²² F	64	212 ± 14	185 ± 14	278 ± 28	274 ± 28	121 ± 16
²³ F	59	267 ± 4	235 ± 4	236 ± 10	232 ± 10	114 ± 12
²⁴ F	54	151 ± 4	129 ± 4	203 ± 18	198 ± 18	124 ± 16
²⁵ F	50	128 ± 8	106 ± 8	173 ± 45	168 ± 45	173 ± 46

C.2 Résultats sur cible de tantale

Noyau	Energie [MeV/u]	FWHM ^{lab} _{pz} [MeV/c]	FWHM ^{cm} _{pz} [MeV/c]
¹⁴ B	50	62 ± 2	57 ± 2
¹⁵ C	62	69 ± 0.5	63 ± 0.5
¹⁶ C	55	106 ± 3	97 ± 3
¹⁷ C	49	131 ± 7	121 ± 7
¹⁷ N	65	147 ± 5	134 ± 5
¹⁸ N	59	176 ± 5	159 ± 5
¹⁹ N	53	194 ± 11	176 ± 11

Annexe D

Résumé de la structure calculée des noyaux

Les tableaux de cette annexe présentent les valeurs des facteurs spectroscopiques, calculés avec OXBASH en utilisant l'interaction WBP dans l'espace $1p-2s1d$, pour tous les noyaux étudiés et les différents états excités du cœur considérés dans les calculs. Les sections efficaces de perte d'un neutron par absorption (σ_{abs}), diffraction (σ_{diff}) et totales ($\sigma(I_c^\pi, j)$) pour chaque état du cœur (I_c^π), incluant également la dissociation coulombienne, généralement très faible calculées avec le modèle de Glauber sur cible de C sont données. Les sections efficaces totales inclusives sont aussi notées ($\sigma_{-1n}^{Glauber}$). Les facteurs spectroscopiques sont inclus dans les sections efficaces présentées. Pour les noyaux dont le spin-parité de l'état fondamental n'est pas déterminé expérimentalement, noté entre parenthèses (J^π), les différentes structures associées à chaque J^π possible sont données. L'état fondamental prédit par le modèle en couche est alors noté : (g.s. J^π). Lorsque l'énergie des états excités n'était pas connue expérimentalement, nous avons utilisé l'énergie d'excitation calculée par le modèle en couche. Elle est alors notée entre parenthèses.

[illegible]

[illegible]

Noyaux	J^π	S_n [MeV(\pm keV)]	E_{ex}^c [MeV]	I_c^π	nlj	C^2S	σ_{abs} [mb]	σ_{diff} [mb]	$\sigma(I_c^\pi)$ [mb]
^{19}O	$5/2^+$	3.956(3)	g.s.	0^+	$1d_{5/2}$	0.685	14.1	9.5	23.9
			1.982	2^+	$1d_{5/2}$	0.48	8.4	5.4	14.
					$1d_{3/2}$	0.019	0.3	0.2	0.5
					$2s_{1/2}$	0.009	0.25	0.2	0.45
			3.555	4^+	$1d_{5/2}$	1.24	19.7	12.3	32.3
			3.92	2^+	$1d_{5/2}$	0.22	3.4	2.1	5.6
				$2s_{1/2}$	0.06	1.34	0.9	2.3	
$\sigma_{-1n}^{Glauber}=80\text{ mb}$									
^{20}O	0^+	7.608(3)	g.s.	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	3.43	51.3	33.9	85.8
			0.096	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0.05	0.66	0.42	1.1
			1.471	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0.28	5.3	3.9	9.3
$\sigma_{-1n}^{Glauber}=96\text{ mb}$									
^{21}O	(g.s. $5/2^+$)	3.807(12)	g.s.	0^+	$1d_{5/2}$	0.345	6.7	5.2	12.1
			1.67	2^+	$1d_{5/2}$	1.3	21.8	16.	38.2
					$2s_{1/2}$	0.004	0.1	0.09	0.2
			3.57	4^+	$1d_{5/2}$	2.59	38.	26.8	65.3
			4.072	2^+	$1d_{5/2}$	0.09	1.3	0.9	2.2
					$2s_{1/2}$	0.05	1.	0.8	1.9
			4.456	0^+					
			4.85	4^+					
5.23	2^+	$1d_{5/2}$	0.12	1.6	1.1	2.7			
$\sigma_{-1n}^{Glauber}=123\text{ mb}$									
^{21}O	$(3/2^+)$	3.807(12)	g.s.	0^+					
			1.67	2^+	$1d_{5/2}$	0.017	0.3	0.2	0.5
					$2s_{1/2}$	0.73	19.	16.	35.7
			3.57	4^+	$1d_{5/2}$	0.022	0.3	0.2	0.5
			4.072	2^+	$1d_{5/2}$	1.15	16.5	11.5	28.
					$2s_{1/2}$	0.2	4.1	3.3	7.5
4.456	0^+								
4.85	4^+	$1d_{5/2}$	1.08	14.7	10.	25.			
$\sigma_{-1n}^{Glauber}=97\text{ mb}$									
^{22}O	0^+	6.850(60)	g.s.	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	5.22	74.9	56.	131.8
			1.33	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	0.23	4.3	3.6	8.
			2.2	$3/2^+$	$1d_{3/2}$	0.03	0.33	0.23	0.6
$\sigma_{-1n}^{Glauber}=140\text{ mb}$									
^{23}O	(g.s. $1/2^+$)	2.740(120)	g.s.	0^+	$2s_{1/2}$	0.8	31.7	31.9	65.5
			(3.4)	2^+	$1d_{3/2}$	0.053	0.7	0.5	1.2
					$1d_{5/2}$	2.1	30.5	24.1	55.
$\sigma_{-1n}^{Glauber}=122\text{ mb}$									
^{23}O	$(5/2^+)$	2.740(120)	g.s.	0^+	$1d_{5/2}$	0.05	1.	0.9	1.9
			(3.4)	2^+	$1d_{5/2}$	0.14	2.	1.7	3.8
					$2s_{1/2}$	0.64	14.2	12.9	27.5
$\sigma_{-1n}^{Glauber}=33\text{ mb}$									
^{23}O	$(3/2^+)$	2.740(120)	g.s.	0^+	$1d_{3/2}$	0.91	16.2	14.	30.9
			(3.4)	2^+	$1d_{3/2}$	0.015	0.2	0.1	0.3
					$1d_{5/2}$	0.05	0.7	0.6	1.4
$\sigma_{-1n}^{Glauber}=32.5\text{ mb}$									

Noyaux	J^π	S_n [MeV(\pm keV)]	E_{ex}^c [MeV]	I_c^π	nlj	C^2S	σ_{abs} [mb]	σ_{diff} [mb]	$\sigma(I_c^\pi)$ [mb]
^{22}F	4^+	5.230(13)	g.s.	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0.56	9.1	6.2	15.5
			0.2799	$1/2^+$					
			1.101	$3/2^+$	$1d_{5/2}$	0.24	3.6	2.4	6.
			1.9	$9/2^+$	$1d_{5/2}$	0.96	13.6	8.9	22.7
			2.77	$3/2^+$	$1d_{5/2}$	0.09	1.21	0.8	2.
			3.64	$7/2^+$	$1d_{5/2}$	0.09	1.15	0.7	1.9
					$2s_{1/2}$	0.015	0.3	0.2	0.5
^{23}F	(g.s. $5/2^+$)	7.540(80)		$9/2^+$	$1d_{5/2}$	0.58	7.4	4.7	12.2
			g.s.	4^+	$1d_{5/2}$	1.2	15.9	10.8	27.
			(0.2)	3^+	$1d_{5/2}$	0.76	10.	6.7	16.8
					$2s_{1/2}$	0.06	1.1	0.9	2.
			(0.7)	2^+	$1d_{5/2}$	0.64	8.1	5.5	13.7
					$2s_{1/2}$	0.03	0.63	0.48	1.12
			1.41	5^+	$1d_{5/2}$	1.4	17.	11.2	28.4
			(1.6)	1^+	$1d_{5/2}$	0.06	0.7	0.5	1.2
			(1.65)	3^+	$2s_{1/2}$	0.07	1.2	0.9	2.
^{23}F	(3/2 ⁺)	7.540(80)	(1.67)	2^+	$1d_{5/2}$	0.31	3.7	2.5	6.2
			(2.3)	1^+	$1d_{5/2}$	0.27	3.1	2.	5.2
			(3.5)	1^+	$1d_{5/2}$	0.11	1.2	0.8	2.
^{24}F	(g.s. 3^+)	3.860(100)	g.s.	4^+	$1d_{5/2}$	0.09			
			(0.2)	3^+	$1d_{5/2}$	0.008			
			(0.7)	2^+	$1d_{3/2}$	0.06			
			(1.6)	1^+	$1d_{5/2}$	0.004			
^{24}F	(g.s. 3^+)	3.860(100)							
			g.s.	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0.09	1.6	1.2	2.9
					$2s_{1/2}$	0.74	22.3	20.	27.
			(1.8)	$1/2^+$	$1d_{5/2}$	0.073	1.1	0.8	1.9
			(2.9)	$7/2^+$	$1d_{5/2}$	0.44	6.	4.3	10.4
			(3.2)	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0.37	4.9	3.5	8.5
			(3.7)	$9/2^+$	$1d_{5/2}$	0.96	12.3	8.8	0.16
			(4.2)	$7/2^+$	$1d_{5/2}$	0.38	4.7	3.3	8.1
			(4.4)	$3/2^+$	$1d_{5/2}$	0.2	2.5	1.7	4.2
^{24}F	(2 ⁺)	3.860(100)	(4.65)	$9/2^+$	$1d_{5/2}$	0.2	2.3	1.5	3.8
			g.s.	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0.04	0.7	0.6	1.4
					$2s_{1/2}$	0.65	19.6	17.5	38.1
			(1.8)	$1/2^+$					
			(2.9)	$7/2^+$	$1d_{5/2}$	0.73	9.9	7.2	17.3
			(3.2)	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	0.17	2.3	1.6	3.9
			(3.5)	$3/2^+$	$2s_{1/2}$	0.02	0.3	0.3	0.6
			(3.7)	$9/2^+$	$1d_{5/2}$	0.25	3.2	2.3	5.5
^{24}F	(2 ⁺)	3.860(100)	(4.2)	$7/2^+$	$1d_{5/2}$	0.48	6.	4.2	10.3
			(4.4)	$3/2^+$	$1d_{5/2}$	0.1	1.2	0.9	2.1
			(4.65)	$9/2^+$	$1d_{5/2}$	1.16	14.1	9.9	24.1

Noyaux	J ^π	S _n [MeV(±keV)]	E _{ex} ^c [MeV]	I _c ^π	nlj	C ² S	σ _{abs} [mb]	σ _{diff} [mb]	σ(I _c ^π) [mb]	
²⁴ F	(1 ⁺)	3.860(100)	g.s.	5/2 ⁺	1d _{3/2}	0.42	6.3	4.9	11.4	
					1d _{5/2}	0.07	1.3	1.	2.4	
				(1.8)	1/2 ⁺	2s _{1/2}	0.2	0.3	0.2	0.5
				(2.9)	7/2 ⁺					
				(3.2)	5/2 ⁺	1d _{5/2}	0.22	2.9	2.1	5.1
				(3.5)	3/2 ⁺	1d _{5/2}	0.57	7.4	5.3	12.9
				(3.7)	9/2 ⁺					
				(4.2)	7/2 ⁺	1d _{5/2}	0.61	7.6	5.3	13.
(4.4)	3/2 ⁺	1d _{5/2}	0.14	1.7	1.2	2.9				
σ _{-1n} ^{Glauber} =103 mb										
²⁵ F	(g.s. 5/2 ⁺)	4.350(100)	g.s.	3 ⁺	2s _{1/2}	0.82	21.6	19.9	42.6	
					1d _{5/2}	0.08	1.3	1.	2.3	
				(0.1)	2 ⁺	2s _{1/2}	0.64	16.6	15.2	32.6
				(0.8)	1 ⁺	1d _{3/2}	0.06	0.7	0.6	1.3
				(2.2)	4 ⁺	1d _{5/2}	1.0	13.	9.8	23.
				(2.5)	3 ⁺	1d _{5/2}	0.7	8.4	6.2	14.7
				(2.8)	1 ⁺	1d _{5/2}	0.18	2.1	1.6	3.7
				(2.9)	1 ⁺	1d _{5/2}	0.1	1.2	0.9	2.1
				(3.5)	5 ⁺	1d _{5/2}	1.6	18.3	13.3	31.8
				σ _{-1n} ^{Glauber} =154 mb						
²⁵ F	(3/2 ⁺)	4.350(100)	g.s.	3 ⁺	1d _{3/2}	0.395	5.3	4.2	9.7	
					(0.1)	2 ⁺	1d _{3/2}	0.35	4.7	3.7
						1d _{5/2}	0.02	0.3	0.2	0.5
				(0.8)	1 ⁺	2s _{1/2}	0.4	5.3	4.2	9.7
						1d _{3/2}	0.03	0.37	0.29	0.673
				(2.2)	4 ⁺					
(2.9)	1 ⁺	2s _{1/2}	0.2	3.62	3.1	6.8				
σ _{-1n} ^{Glauber} =44 mb										
²⁵ F	(5/2 ⁺)	4.350(100)	g.s.	3 ⁺	1d _{5/2}	0.19	4.1	3.6	7.8	
					(0.1)	2 ⁺	1d _{3/2}	0.27	3.6	2.8
				(0.8)	1 ⁺	2s _{1/2}	0.88	20.4	18.4	39.6
				(1.4)	0 ⁺	2s _{1/2}	0.2	4.1	3.6	7.8
				(2.5)	3 ⁺	1d _{5/2}	1.	12.4	9.3	21.9
				(2.8)	2 ⁺	1d _{5/2}	0.23	2.9	2.2	5.1
σ _{-1n} ^{Glauber} =87 mb										

Annexe E

Formules analytiques de dissociation coulombienne

Nous présentons dans cette annexe les formules analytiques de dissociation coulombienne calculées à partir de la formule 4.90 (voir paragraphe 4.3.4) pour des fonctions d'onde du neutron de valence de moment angulaire $L = 0, 1$ et 2 . Les fonctions F_X sont des fonctions intermédiaires et P_l sont des polynômes de Legendre d'argument $\cos \theta$. Les intégrales $I_{Ll\lambda}$ sont explicités dans le paragraphe 4.3.4 (eq. (4.87)). En pratique, elles sont calculées numériquement à partir de la partie radiale de la fonction d'onde déduite d'un potentiel de type Woods-Saxon.

$$F1_{E1} = \overline{K}_0(\xi) + \overline{K}_1(\xi)\gamma^2 \quad (\text{E.1})$$

$$F2_{E1} = -2\overline{K}_0(\xi) + \overline{K}_1(\xi)\gamma^2 \quad (\text{E.2})$$

$$F1_{E2} = 3\overline{K}_0(\xi) + \overline{K}_2(\xi) + \overline{K}_1(\xi)\gamma^2(2 - \beta^2)^2 \quad (\text{E.3})$$

$$F2_{E2} = 3\overline{K}_0(\xi) - \overline{K}_2(\xi) + \frac{1}{2}\overline{K}_1(\xi)\gamma^2(2 - \beta^2)^2 \quad (\text{E.4})$$

$$F3_{E2} = 9\overline{K}_0(\xi) + \frac{1}{2}\overline{K}_2(\xi) - 2\overline{K}_1(\xi)\gamma^2(2 - \beta^2)^2 \quad (\text{E.5})$$

$$F1_{E1E2} = 2\overline{K}_0(\xi) + \overline{K}_1(\xi)\gamma^2(2 - \beta^2) \quad (\text{E.6})$$

$$F2_{E1E2} = 3\overline{K}_0(\xi) - \overline{K}_1(\xi)\gamma^2(2 - \beta^2) \quad (\text{E.7})$$

L=0

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{E1}}{q^2 dq \sin\theta d\theta} &= \frac{4}{3} \frac{Z_t^2 (Z_1^{eff})^2 \alpha^2}{\gamma^2 \beta^2} I_{011}^2 \times (\\
&+ F1_{E1} \\
&- P_2 F2_{E1})
\end{aligned}
\tag{E.8}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{E2}}{q^2 dq \sin\theta d\theta} &= \frac{1}{105} \frac{Z_t^2 (Z_2^{eff})^2 \alpha^2}{\gamma^2 \beta^4} (\omega/c)^2 I_{022}^2 \times (\\
&+ 7 F1_{E2} \\
&+ 10 P_2 F2_{E2} \\
&+ 6 P_4 F3_{E2})
\end{aligned}
\tag{E.9}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{E1E2}}{q^2 dq \sin\theta d\theta} &= \frac{4}{5} \frac{Z_1^{eff} Z_2^{eff} Z_t^2 \alpha^2}{\gamma^2 \beta^3} (\omega/c) I_{011} I_{022} \times (\\
&+ P_1 F1_{E1E2} \\
&+ P_3 F2_{E1E2})
\end{aligned}
\tag{E.10}$$

L=1

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{E1}}{q^2 dq \sin\theta d\theta} &= \frac{4}{3} \frac{Z_t^2 (Z_1^{eff})^2 \alpha^2}{\gamma^2 \beta^2} \times (\\
&+ F1_{E1} (I_{110}^2 + 2I_{112}^2) \\
&+ P_2 F2_{E1} (2I_{110} I_{112} - I_{112}^2))
\end{aligned}
\tag{E.11}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{E2}}{q^2 dq \sin\theta d\theta} &= \frac{1}{525} \frac{Z_t^2 (Z_2^{eff})^2 \alpha^2}{\gamma^2 \beta^4} (\omega/c)^2 \times (\\
&+ 7 F1_{E2} (2I_{121}^2 + 3I_{123}^2) \\
&+ 2 P_2 F2_{E2} (7I_{121}^2 + 12I_{123}^2 - 6I_{121} I_{123}) \\
&+ 6 P_4 F3_{E2} (I_{123}^2 - 4I_{121} I_{123}))
\end{aligned}
\tag{E.12}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{E1E2}}{q^2 dq \sin\theta d\theta} &= \frac{4}{75} \frac{Z_1^{eff} Z_2^{eff} Z_t^2 \alpha^2}{\gamma^2 \beta^3} (\omega/c) \times (\\
&+ P_1 F1_{E1E2} (5I_{110} I_{121} - 7I_{112} I_{121} + 9I_{112} I_{123}) \\
&+ P_3 F2_{E1E2} (-5I_{110} I_{123} - 6I_{112} I_{121} + 4I_{112} I_{123}))
\end{aligned}
\tag{E.13}$$

L=2

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{E1}}{q^2 dq \sin\theta d\theta} &= \frac{4}{75} \frac{(Z_1^{eff})^2 Z_t^2 \alpha^2}{\gamma^2 \beta^2} \times (\\
&+ 5 F1_{E1} (2I_{211}^2 + 3I_{213}^2) \\
&+ 2 P_2 F2_{E1} (-\frac{1}{2}I_{211}^2 + 9I_{211}I_{213} - 6I_{213}^2))
\end{aligned} \tag{E.14}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{E2}}{q^2 dq \sin\theta d\theta} &= \frac{1}{25725} \frac{(Z_2^{eff})^2 Z_t^2 \alpha^2}{\gamma^2 \beta^4} (\omega/c)^2 \times (\\
&+ 49 F1_{E2} (18I_{224}^2 + 7I_{220}^2 + 10I_{222}^2) \\
&+ 10 P_2 F2_{E2} (-15I_{222}^2 + 90I_{224}^2 - 98I_{220}I_{222} - 72I_{222}I_{224}) \\
&+ 6 P_4 F3_{E2} (20I_{222}^2 + 27I_{224}^2 + 98I_{220}I_{224} - 100I_{222}I_{224}))
\end{aligned} \tag{E.15}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\sigma_{E1E2}}{q^2 dq \sin\theta d\theta} &= \frac{4}{175} \frac{Z_1^{eff} Z_2^{eff} Z_t^2 \alpha^2}{\gamma^2 \beta^3} (\omega/c) \times (\\
&+ P_1 F1_{E1E2} (7I_{211}I_{222} + 18I_{213}I_{224} - 3I_{213}I_{222} - 7I_{211}I_{220}) \\
&+ P_3 F2_{E1E2} (-12I_{211}I_{224} - 8I_{213}I_{222} + 2I_{211}I_{222} + \\
&\quad 7I_{213}I_{220} + 6I_{213}I_{224}))
\end{aligned} \tag{E.16}$$

Annexe F

Formules détaillées du modèle d'approximation soudaine

F.1 Moment coulombien transféré

Dans cette annexe, nous calculons l'expression du moment coulombien classique transféré dans l'approximation de trajectoires rectilignes et en ne conservant que la composante dipolaire du champ coulombien. Le projectile est constitué d'un cœur (m_c, Z_c) et d'un groupe (m_x, Z_x) se déplaçant dans la direction z avec la vitesse v . Le paramètre d'impact b est mesuré selon la direction x . La charge dipolaire effective est définie par [Typ94] :

$$Z_{eff}^{(1)} = \frac{Z_c m_x - Z_x m_c}{m_c + m_x} e \quad (\text{F.1})$$

Le champ électrique dépendant du temps causé par la charge Z_t de la cible est donné par :

$$\vec{E}(t) = \frac{\gamma Z_t e}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \begin{pmatrix} b \\ 0 \\ vt \end{pmatrix}$$

Ici γ est le facteur de contraction de Lorentz. Le moment classique transféré est alors

$$\Delta \vec{p} = \int_{-\infty}^{\infty} dt Z_{eff}^{(1)} \vec{E}(t) \quad (\text{F.2})$$

Nous voyons immédiatement que $E_y = 0 \Rightarrow \Delta p_y = 0$. De plus, nous avons $\Delta p_z = 0$, d'après la conservation de la parité. Il s'en suit donc que le moment transféré a une composante dans la seule direction x , donnée par

$$\Delta p_x = \gamma Z_t Z_{eff}^{(1)} e^2 b \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} = \frac{2 Z_t Z_{eff}^{(1)} e^2}{bv} \quad (\text{F.3})$$

Le moment transféré donné par le cœur est

$$\vec{Q} = -\frac{2Z_t Z_{eff}^{(1)} e^2}{\hbar c \beta} \frac{\vec{b}}{b^2} \quad (\text{F.4})$$

et par le groupe

$$\vec{q} = -\vec{Q} \frac{m_x}{m_c + m_x} \quad (\text{F.5})$$

Quand le groupe est un neutron, la formule (F.5) coïncide avec la formule (10) de la référence [Ann94].

F.2 Expressions des amplitudes de dissociation

Nous donnons ici les expressions explicites des amplitudes A_δ pour des fonctions d'onde du neutron de valence de moment angulaire $l = 0, 1$ et 2 . Dans les formules suivantes, $r = \sqrt{u^2 + x^2}$.

Pour une fonction d'onde $l = 0$ nous avons :

$$\Re A_\delta(\vec{k}) = -\frac{1}{\sqrt{2}(2\pi)^2} \int_{b_1}^{\infty} dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u du J_0(k_\perp u) R_0(r) \quad (\text{F.6})$$

$$\Im A_\delta(\vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{2}(2\pi)^2} \int_{b_1}^{\infty} dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u du J_0(k_\perp u) R_0(r) \quad (\text{F.7})$$

Pour $l = 1$ et $m = \pm 1$

$$A_{\delta 1m} = C_{1m}(I_1 + I_{2m}) \quad (\text{F.8})$$

avec $C_{1m} = \frac{m\sqrt{3}}{2(2\pi)^2}$ et

$$\Re I_1 = 2\pi \int_{b_1}^{\infty} x dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u du J_0(k_\perp u) R_1(r)/r \quad (\text{F.9})$$

$$\Im I_1 = -2\pi \int_{b_1}^{\infty} x dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u du J_0(k_\perp u) R_1(r)/r \quad (\text{F.10})$$

$$\Re I_{2m} = 2\pi m \frac{k_y}{k_\perp} \int_{b_1}^{\infty} dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_\perp u) R_1(r)/r \quad (\text{F.11})$$

$$\Im I_{2m} = -2\pi m \frac{k_y}{k_\perp} \int_{b_1}^{\infty} dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_\perp u) R_1(r)/r \quad (\text{F.12})$$

Pour $l = 1$ $m = 0$

$$A_{\delta 10} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} I_0 \quad (\text{F.13})$$

avec

$$I_0 = -2\pi \frac{k_z}{k_\perp} \int_{b_1}^{\infty} dx e^{-ik_x x} \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_\perp u) R_1(r)/r \quad (\text{F.14})$$

Pour $l = 2 \ m = \pm 2$

$$A_{\delta 2m} = \frac{\sqrt{15}}{8\pi} (I_1 + I_2 + I_{3m}) \quad (\text{F.15})$$

$$\Re I_1 = - \int_{b_1}^{\infty} x^2 dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u du J_0(k_{\perp} u) R_2(r)/r^2 \quad (\text{F.16})$$

$$\Im I_1 = - \int_{b_1}^{\infty} x^2 dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u du J_0(k_{\perp} u) R_2(r)/r^2 \quad (\text{F.17})$$

$$\begin{aligned} \Re I_2 &= \frac{k_z^2}{k_{\perp}^3} \int_{b_1}^{\infty} dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_{\perp} u) R_2(r)/r^2 \\ &+ \frac{1}{2} \frac{k_y^2}{k_{\perp}^2} \int_{b_1}^{\infty} dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u^3 du (J_0(k_{\perp} u) - J_2(k_{\perp} u)) R_2(r)/r^2 \end{aligned} \quad (\text{F.18})$$

$$\begin{aligned} \Im I_2 &= - \frac{k_z^2}{k_{\perp}^3} \int_{b_1}^{\infty} dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_{\perp} u) R_2(r)/r^2 \\ &- \frac{1}{2} \frac{k_y^2}{k_{\perp}^2} \int_{b_1}^{\infty} dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u^3 du (J_0(k_{\perp} u) - J_2(k_{\perp} u)) R_2(r)/r^2 \end{aligned} \quad (\text{F.19})$$

$$\Re I_{3m} = -m \frac{k_y}{k_{\perp}} \int_{b_1}^{\infty} x dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_{\perp} u) R_2(r)/r^2 \quad (\text{F.20})$$

$$\Im I_{3m} = m \frac{k_y}{k_{\perp}} \int_{b_1}^{\infty} x dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_{\perp} u) R_2(r)/r^2 \quad (\text{F.21})$$

Pour $l = 2 \ m = \pm 1$

$$A_{\delta 2m} = \frac{\sqrt{15}}{4\pi} (I_{1m} + I_2) \quad (\text{F.22})$$

avec

$$I_{1m} = -m \frac{k_z}{k_{\perp}} \int_{b_1}^{\infty} dx e^{-ik_x x} \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_{\perp} u) R_2(r)/r^2 \quad (\text{F.23})$$

$$\begin{aligned} \Re I_2 &= \frac{k_y k_z}{k_{\perp}^3} \int_{b_1}^{\infty} dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_{\perp} u) R_2(r)/r^2 \\ &- \frac{k_y k_z}{k_{\perp}^2} \int_{b_1}^{\infty} dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u^3 du (J_0(k_{\perp} u) - J_2(k_{\perp} u)) R_2(r)/r^2 \end{aligned} \quad (\text{F.24})$$

$$\begin{aligned} \Im I_2 &= \frac{k_y k_z}{k_{\perp}^3} \int_{b_1}^{\infty} dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_{\perp} u) R_2(r)/r^2 \\ &- \frac{k_y k_z}{k_{\perp}^2} \int_{b_1}^{\infty} dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u^3 du (J_0(k_{\perp} u) - J_2(k_{\perp} u)) R_2(r)/r^2 \end{aligned} \quad (\text{F.25})$$

Pour $l = 2 \ m = 0$

$$A_{\delta 20} = \frac{\sqrt{10}}{8\pi} (3I_1 + I_2) \quad (\text{F.26})$$

avec

$$\begin{aligned}\Re I_1 &= -\frac{k_y^2}{k_\perp^3} \int_{b_1}^{\infty} dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_\perp u) R_2(r)/r^2 \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{k_z^2}{k_\perp^2} \int_{b_1}^{\infty} dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u^3 du (J_0(k_\perp u) - J_2(k_\perp u)) R_2(r)/r^2 \quad (\text{F.27})\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Im I_1 &= \frac{k_y^2}{k_\perp^3} \int_{b_1}^{\infty} dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_1(k_\perp u) R_2(r)/r^2 \\ &\quad + \frac{1}{2} \frac{k_z^2}{k_\perp^2} \int_{b_1}^{\infty} dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u^3 du (J_0(k_\perp u) - J_2(k_\perp u)) R_2(r)/r^2 \quad (\text{F.28})\end{aligned}$$

$$\Re I_2 = \int_{b_1}^{\infty} dx \cos k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_0(k_\perp u) R_2(r)/r^2 \quad (\text{F.29})$$

$$\Im I_2 = - \int_{b_1}^{\infty} dx \sin k_x x \int_0^{\infty} u^2 du J_0(k_\perp u) R_2(r)/r^2 \quad (\text{F.30})$$

F.3 Distributions en moment parallèles

Dans cette partie, nous donnons les formules explicites des distributions en moment parallèle, dans le cas d'une coupure plane. Nous avons supposé une acceptation infinie sur les moments transverses. La distribution en moment moyenne est donnée par :

$$\frac{dW}{d\vec{k}} = \frac{1}{\tilde{l}^2} \sum_m \left| \int d\vec{r} \frac{e^{-i\vec{k}\vec{r}}}{(2\pi)^{3/2}} \Phi_{lm}(\vec{r}) \right|^2$$

où Φ est une notation générique pour $\delta\psi$ dans le cas de l'absorption et pour ψ_d pour la diffraction. La section efficace différentielle est alors

$$\frac{d\sigma}{dk_z} = \int 2\pi b db \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{dW}{d\vec{k}}$$

Absorption

$$l = 0 \quad m = 0$$

$$\frac{d\sigma}{dk_z} = \frac{2}{\pi} \int_{b_{min}}^{b_{max}} b db \int_{b_1}^{\infty} dx \int_0^{\infty} dy \left| \int_0^{\infty} dz \cos k_z z R_0(r) \right|^2$$

$$l = 1 \quad m = \pm 1$$

$$\frac{d\sigma}{dk_z} = \frac{2}{\pi} \int_{b_{min}}^{b_{max}} b db \int_{b_1}^{\infty} dx \int_0^{\infty} dy (x^2 + y^2) \left| \int_0^{\infty} dz \cos k_z z R_1(r)/r \right|^2$$

$$l = 1 \quad m = 0$$

$$\frac{d\sigma}{dk_z} = \frac{2}{\pi} \int_{b_{min}}^{b_{max}} b db \int_{b_1}^{\infty} dx \int_0^{\infty} dy \left| \int_0^{\infty} dz z \sin k_z z R_1(r)/r \right|^2$$

$$l = 2 \quad m = \pm 2$$

$$\frac{d\sigma}{dk_z} = \frac{3}{2\pi} \int_{b_{min}}^{b_{max}} b db \int_{b_1}^{\infty} dx \int_0^{\infty} dy (x^2 + y^2)^2 \left| \int_0^{\infty} dz \cos k_z z R_2(r)/r^2 \right|^2$$

$$l = 2 \quad m = \pm 1$$

$$\frac{d\sigma}{dk_z} = \frac{6}{\pi} \int_{b_{min}}^{b_{max}} b db \int_{b_1}^{\infty} dx \int_0^{\infty} dy (x^2 + y^2) \left| \int_0^{\infty} z dz \sin k_z z R_2(r)/r^2 \right|^2$$

$$l = 2 \quad m = 0$$

$$\frac{d\sigma}{dk_z} = \frac{1}{2\pi} \int_{b_{min}}^{b_{max}} b db \int_{b_1}^{\infty} dx \int_0^{\infty} dy \left| \int_0^{\infty} dz \cos k_z z R_2(r) \left(3 \frac{z^2}{r^2} - 1 \right) \right|^2$$

Pour la diffraction, nous avons les mêmes expressions, excepté que l'intégrale sur x est remplacée par :

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx |f(x, b)|^2$$

où

$$f(x, b) = 1 - \theta(x - b_1) - \gamma_{el}(b) e^{-iqx}$$

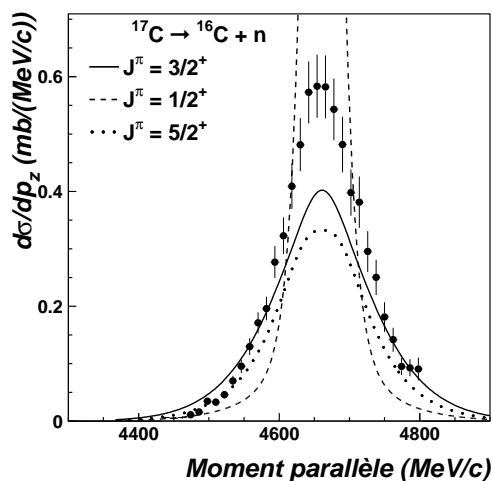
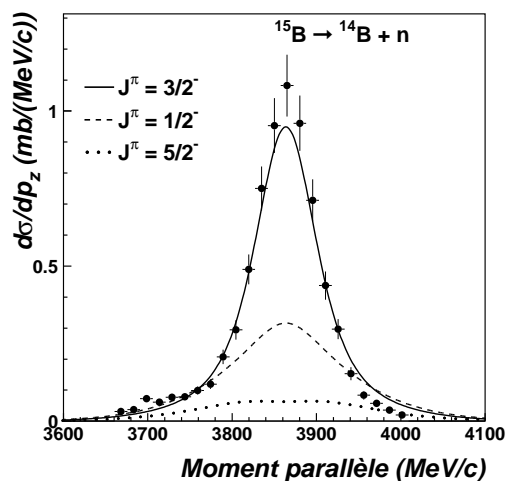
b_1, γ_{el} et q sont définis dans le texte principal (voir paragraphe 4.3.3). θ est la fonction échelon. $\frac{1}{l^2}$ est déjà inclus dans les expressions ci-dessus. La section efficace différentielle totale est obtenue par simple sommation des contributions des différentes valeurs de m . Pour un état de moment angulaire l donné, les distributions en moment parallèle sont symétriques :

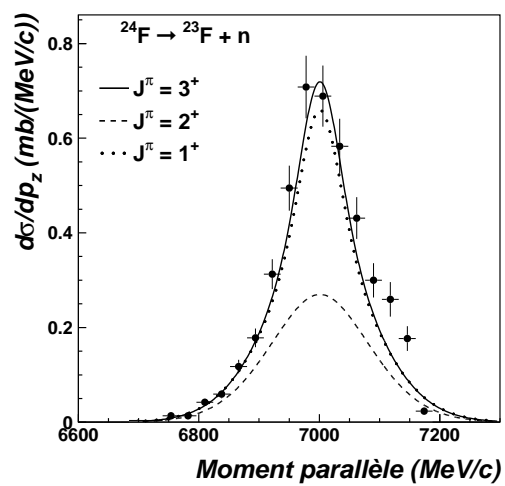
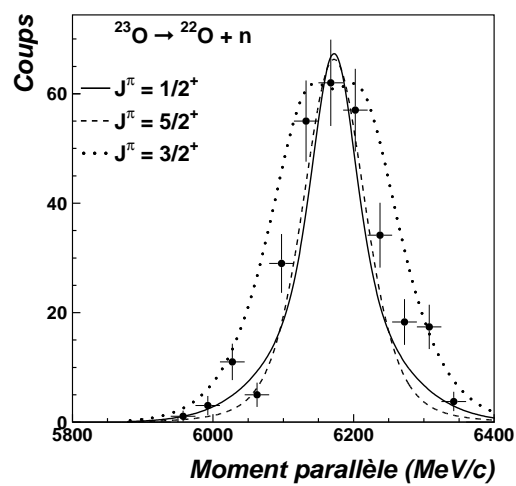
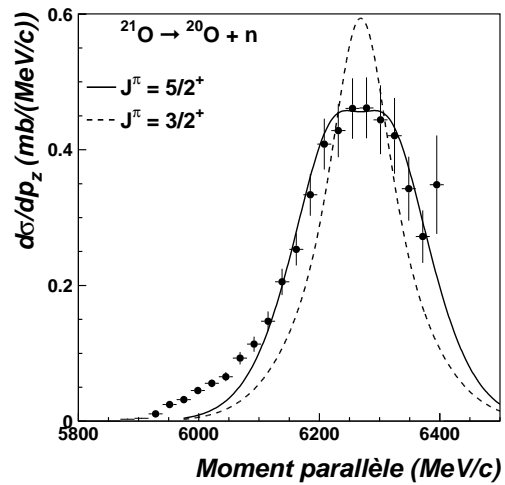
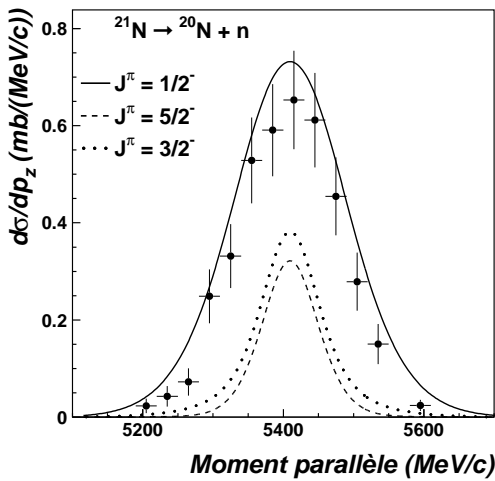
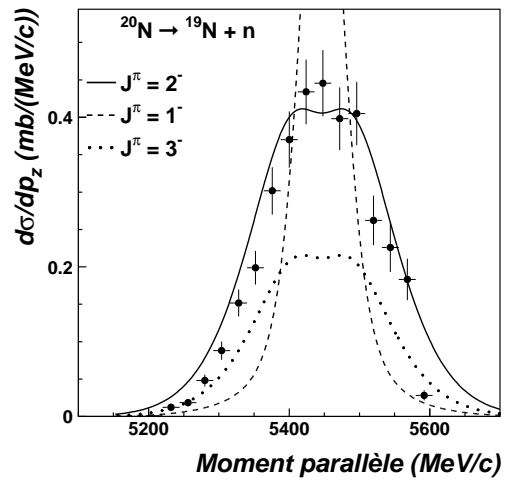
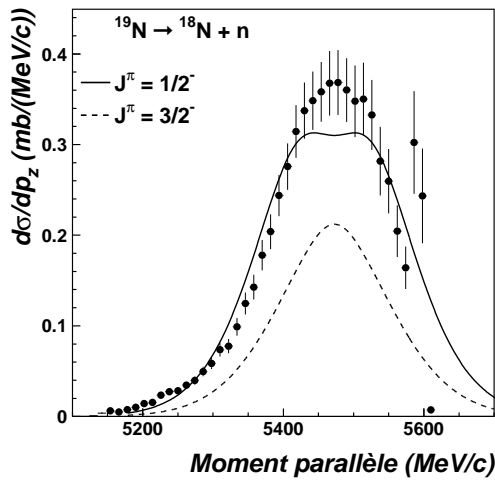
$$\frac{d\sigma}{dk_z}(-k_z) = \frac{d\sigma}{dk_z}(k_z)$$

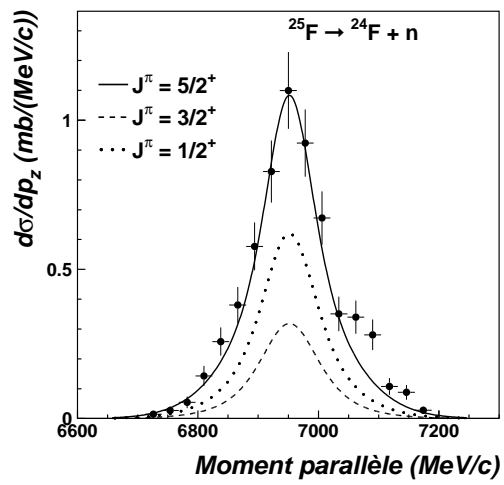
Annexe G

Les distributions en moment parallèle comme outil spectroscopique : exemples

Cette annexe présente les distributions en moment parallèle permettant de faire les assignations de spin-parité proposées dans la partie 4.3.2.5. Les distributions calculées et expérimentales sont représentées en section efficace absolue ($\text{mb}/[\text{MeV}/c]$), sans aucune normalisation, excepté pour le cas de ^{17}O où la section efficace n'a pu être mesurée expérimentalement. Dans ce dernier cas, les distributions calculées ont été renormalisées à la hauteur de la distribution expérimentale. Les distributions calculées présentées ne tiennent pas compte des effets d'élargissement expérimentaux. En effet, notre but ici est juste de comparer les résultats des différents calculs entre eux. Un accord exact avec les distributions expérimentales n'est pas nécessaire.







Bibliographie

- [AK96] J.S. Al-Khalili *et al.*
Elastic scattering of ${}^6\text{He}$ and its analysis within a four-body eikonal model.
Phys. Lett. **B378** (1996) 45
- [Al-96a] J.S. Al-Khalili et J.A. Tostevin
Matter radii of light halo nuclei.
Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3903
- [Al-96b] J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin, et I.J. Thompson
Radii of halo nuclei from cross section measurements.
Phys. Rev. **C54** (1996) 1843
- [Ale98] D. Aleksandrov *et al.*
Invariant mass spectrum and α -n correlation function studied in the fragmentation of ${}^6\text{He}$ on a carbon target.
Nucl. Phys. **A633** (1998) 234
- [All79] O.C. Allkofer *et al.*
The absolut cosmic ray muon spectrum at sea level.
Phys. Lett. **31B** (1979) 606
- [Ann93] R. Anne *et al.*
Dissociation reactions of the ${}^{11}\text{Be}$ one-neutron halo. The interplay between structure and reaction mechanism.
Phys. Lett. **B304** (1993) 55
- [Ann94] R. Anne *et al.*
Exclusive and restricted-inclusive reactions involving the ${}^{11}\text{Be}$ one-neutron halo.
Nucl. Phys. **A575** (1994) 125
- [Ann97] R. Anne
SISSI at GANIL.
Nucl. Instr. Meth. **B126** (1997) 279
- [Ara95] K. Arai, Y. Suzuki, et K. Varga
Neutron-proton halo structure of the 3.563-MeV 0^+ state in ${}^6\text{Li}$.
Phys. Rev. **C51** (1995) 2488
- [AS82] F. Ajzenberg Selove
Energy levels of light nuclei $A=16-17$.
Nucl. Phys. **A375** (1982) 1

- [AS86] F. Ajzenberg Selove
Energy levels of light nuclei $A=13-15$.
Nucl. Phys. **A449** (1986) 1
- [AS87] F. Ajzenberg Selove
Energy levels of light nuclei $A=18-20$.
Nucl. Phys. **A475** (1987) 1
- [AS88] F. Ajzenberg-Selove
Energy levels of light nuclei $A=5-10$.
Nucl. Phys. **A490** (1988) 1
- [Ash49] J. Ashkin et R.E. Marshak
Phys. Rev. **76** (1949) 58
- [Aum98] T. Aumann *et al.*
Manifestation of the halo structure in momentum distributions from ${}^6\text{He}$ fragmentation.
Nucl. Phys. **A640** (1998) 24
- [Aum00] T. Aumann *et al.*
One-neutron knockout from individual single-particle state of ${}^{11}\text{Be}$.
Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 35
- [Aus87] N. Austern *et al.*
Continuum distretized coupled-channels calculations for three-body models of deuteron-nucleus reactions.
Phys. Rep. **154** (1987) 125
- [Axe96] L. Axelsson *et al.*
Study of the unbound nucleus ${}^{11}\text{N}$ by elastic resonance scattering.
Phys. Rev. **C54** (1996) R1511
- [Aza99] F. Azaiez *et al.*
EXOGAM : a γ -ray spectrometer for radioactive beams.
Nucl. Phys. **A654** (1999) 1003c
- [Bal94] D.P. Balamuth *et al.*
Importance of nuclear effects in the dissociation of ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Li}$ at $E/A = 65\text{ MeV}$.
Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 2355
- [Bar97] F. Barranco et E. Vigezzi
Int. School of heavy Ion Physics. 4th Course : Exotic Nuclei. Erice, Italy, 11-20 may.
Eds R.A. Broglia and P.G. Hansen, World Scientific **A575** (1997) 217
- [Bau98a] E. Bauge, J.P. Delaroche, et M. Girod
Semimicroscopic nucleon-nucleon spherical optical model for nuclei with $A \geq 40$ at energies up to 200 MeV.
Phys. Rev. **C58** (1998) 1118
- [Bau98b] T. Baumann *et al.*
Longitudinal momentum distributions of ${}^{16,18}\text{C}$ fragments after one-neutron

- removal from $^{17,19}\text{C}$.*
Phys. Lett. **B439** (1998) 256
- [Bau99] T. Baumann *et al.*
in Experimental Nuclear Physics in Europe - ENPE99.
eds. B. Rubbia, M. Lozano et W. Gellety, AIP Conf. Proc. 495, American
Institute of Physics, New York (1999) 29
- [Baz95] D. Bazin *et al.*
One-neutron halo of ^{19}C .
Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3569
- [Baz98] D. Bazin *et al.*
Probing the halo structure of $^{19,17,15}\text{C}$ and ^{14}B .
Phys. Rev. **C57** (1998) 2156
- [Bec00] F.A. Beck
Communication privée, (2000)
- [Bei74] M. Beiner et R.J. Lombard
The energy density formalism and the shell structure effects.
Ann. Phys. **86** (1974) 262
- [Ber88] C.A. Bertulani et G. Baur
*Coincidence cross sections for the dissociation of light ions in high-energy
collisions.*
Nucl. Phys. **A480** (1988) 615
- [Ber98] G.F. Bertsch, K. Hencken, et H. Esbensen
Nuclear breakup of borromean nuclei.
Phys. Rev. **C57** (1998) 1366
- [Bia89] L. Bianchi *et al.*
SPEG : An energy loss spectrometer at GANIL.
Nucl. Instr. Meth. **A276** (1989) 509
- [Bib79] K. Van Bibber *et al.*
*Evidence for Orbital Dispersion in the fragmentation of ^{16}O at 90 and 120
MeV/Nucleon.*
Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 840
- [Bla91] B. Blank *et al.*
Total and $2n$ -removal cross sections of the neutron-rich isotopes $^{8,9,11}\text{Li}$.
Phys. Lett. **B268** (1991) 339
- [Boh69] A. Bohr et B.R. Mottelson
Nuclear structure.
W.A. Benjamin, Inc., New York (1969)
- [Bon00] A. Bonaccorso et F. Carstoiu
Final state interaction effects in breakup reactions of halo nuclei.
Phys. Rev. **C61** (2000) 034605
- [Bor93] M.J.G. Borge *et al.*
Beta-decay to the proton halo state in ^{17}F .
Phys. Lett. **B317** (1993) 25

- [Bro88] B.A. Brown, A. Etchegoyen, et W.D.M. Rae
OXBASH.
MSU-NSCL Rep. **524** (1988) 315
- [Bru87] R. Brun *et al.*
GEANT3 user's guide.
Technical Report **CERN/DD/EE/84** (1987)
- [Car93] F. Carstoiu et R.J. Lombard
Eikonal expansion for total cross sections of heavy ion reactions.
Phys. Rev. **C48** (1993) 830
- [Cat89] W.N. Catford *et al.*
Study of ^{19}N and ^{21}O by multinucleon transfer.
Nucl. Phys. **A503** (1989) 263
- [CG96] M.D. Cortina-Gil *et al.*
Search for the signature of a halo structure in the $p(^6\text{He}, ^6\text{Li})n$ reaction.
Phys. Lett. **B371** (1996) 14
- [Chr61] R.F. Christy et I. Duck
 γ -rays from an extranuclear direct capture process.
Nucl. Phys. **24** (1961) 89
- [Chu96] L. Chul'kov *et al.*
Interaction cross sections and radii of $A = 20$ isobars.
Nucl. Phys. **A603** (1996) 219
- [Chu97] L.V. Chul'kov *et al.*
Large spin alignment of the unbound ^5He fragment after fragmentation of 240 MeV/nucleon ^6He .
Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 201
- [Dan91] B.V. Danilin *et al.*
Dynamical multicluster model for electroweak and charge-exchange reactions.
Phys. Rev. **C43** (1991) 2835
- [Dan97] B.V. Danilin *et al.*
New modes of halo excitation in the ^6He nucleus.
Phys. Rev. **C55** (1997) R577
- [Des99] P. Descouvemont
Communication privée, (1999)
- [Edm60] A.R. Edmonds
Angular Momentum in Quantum Mechanics.
Princeton Univ. Press. (1960) p.124
- [Eji89] H. Ejiri et M.J.A. de Voigt
Gamma-ray and electron spectroscopy in nuclear physics.
Clarendon press, Oxford (1989)
- [End90] P.M. Endt
Energy levels of $A=21-44$ nuclei (VII).
Nucl. Phys. **A521** (1990) 1

- [Ers97] S.N. Ershov *et al.*
Halo excitation of ${}^6\text{He}$ in inelastic and charge-exchange reactions.
Phys. Rev. **C56** (1997) 1483
- [Ers99] S.N. Ershov *et al.*
New insight into halo fragmentation.
Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 908
- [Esb96] H. Esbensen
Momentum distributions in stripping reactions of single-nucleon halo nuclei.
Phys. Rev. **C53** (1996) 2007
- [Fed93] D.V. Fedorov, A.S. Jensen, et K. Riisager
General properties of halos.
Phys. Lett. **B312** (1993) 1
- [Fed94] D.V. Fedorov, A.S. Jensen, et K. Riisager
Three-body halos : gross properties.
Phys. Rev. **C49** (1994) 201
- [For99] S. Fortier *et al.*
Core excitation in ${}^{11}\text{Be}_{gs}$ via the $p({}^{11}\text{Be}, {}^{10}\text{Be})d$ reaction.
Phys. Lett. **B461** (1999) 22
- [Fow49] W.A. Fowler, C.C. Lauritsen, et A.V. Tollestrup
Investigation of the capture of protons and deuterons by deuterons.
Phys. Rev. **76** (1949) 1767
- [Fre99] M. Freer *et al.*
Exotic molecular states in ${}^{12}\text{Be}$.
Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1383
- [Fri83] W.A. Friedman
Heavy ion projectile fragmentation : a reexamination.
Phys. Rev. **C27** (1983) 569
- [Fuk91] M. Fukuda *et al.*
Neutron halo in ${}^{11}\text{Be}$ studied via reaction cross sections.
Phys. Lett. **B268** (1991) 339
- [Gab94] A.R. Gabler *et al.*
Response of TAPS to monochromatic photons with energies between 45 and 790 MeV.
Nucl. Instr. Meth. **A346** (1994) 168
- [Gan] Groupe Informatique de la physique Ganil
Notice acquisition.
- [Gar96] E. Garrido, D.V. Fedorov, et A.S. Jensen
Momentum distributions of particles from the three-body halo fragmentation : final state interactions.
Phys. Rev. **C53** (1996) 3159

- [Gel77] C.K. Gelbke *et al.*
Influence of intrinsic nucleon motion on energy spectra and angular distributions for ^{16}O -induced reactions at 20 MeV/A.
Phys. Lett. **70B** (1977) 415
- [Gil96] M.D. Cortina Gil
Etude de la diffusion élastique et de la réaction d'échange de charge (p,n) avec des faisceaux exotiques légers riches en neutrons.
Thèse, Université de CAEN (1996)
- [Gla55] R.J. Glauber
Deuteron stripping processes at high energy.
Phys. Rev. **99** (1955) 1515
- [Gla98] T. Glasmacher
Coulomb excitation at intermediate energies.
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **48** (1998) 1
- [Gol74] A.S. Goldhaber
Statistical models of fragmentation processes.
Phys. Lett. **B53** (1974) 306
- [Goo74] D.R. Goosman *et al.*
Phys. Rev. **C10** (1974) 756
- [Gre75] D.E. Greiner *et al.*
Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ^{12}C and ^{16}O projectiles.
Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 152
- [Gui00] V. Guimarães *et al.*
Spectroscopy of $^{13,14}\text{B}$ via the one-neutron knockout reaction.
Phys. Rev. **C61** (2000) 064609
- [Han87] P.G. Hansen et B. Jonson
The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei.
Europhys. Lett. **4** (1987) 409
- [Han93] P.G. Hansen
Nuclear structure at the drip lines.
Nucl. Phys. **A553** (1993) 89c
- [Han95a] P.G. Hansen
Nuclear halos : structure and reactions, in International conference on exotic nuclei and atomic masses, ENAM'95, Arles (France), June 19-23.
édité par M. de Saint Simon et O. Sorlin, Editions Frontières (1995) 175
- [Han95b] P.G. Hansen, A.S. Jensen, et B. Jonson
Nuclear halos.
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **45** (1995) 591
- [Han96] P.G. Hansen
Momentum content of single-nucleon halos.
Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1016

- [Han00] P.G. Hansen
Communication privée, (2000)
- [Hec93] A. Heck
Introduction to MAPLE.
Springer-Verlag New York, Inc (1993)
- [Hen96] K. Hencken, G.F. Bertsch, et H. Esbensen
Breakup reactions of the halo nuclei ^{11}Be and ^8B .
Phys. Rev. **C54** (1996) 3043–3050
- [Hüf81] J. Hüfner et M.C. Nemes
Relativistic heavy ions measure the momentum distribution on the nuclear surface.
Phys. Rev. **C23** (1981) 2538
- [Hoe99a] M. Hoefman
A study of coherent bremsstrahlung and radiative capture.
Thèse, Université de Groningen (1999)
- [Hoe99b] M. Hoefman *et al.*
Radiative capture of $\alpha + p$ system into ^5Li .
Nucl. Phys. **A654** (1999) 779c
- [Hoe00] M. Hoefman *et al.*
Coherent bremsstrahlung and radiative capture in the $\alpha + p$ system at 50 MeV/nucleon, to be published.
Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 1404
- [htt] <http://www.nndc.bnl.gov>
- [Hus85] M.S. Hussein et K.W. McVoy
Inclusive projectile fragmentation in the spectator model.
Nucl. Phys. **A445** (1985) 123
- [Ike92] K. Ikeda
Structure of neutron rich nuclei.
Nucl. Phys. **A538** (1992) 355c
- [Jac75] J.D. Jackson
Classical Electrodynamics, chapitre 15.1.
John Wiley and Sons, New York (1975)
- [Jeu77] J.P. Jeukenne, A. Lejeune, et C. Mahaux
Optical-model potential in finite nuclei from Reid's hard core interaction.
Phys. Rev. **C16** (1977) 80
- [Kam86] M. Kamimura *et al.*
Coupled-channels theory of breakup processes in nuclear reactions.
Prog. in The. Phys. Supplement **89** (1986) 1
- [Kel95] J.H. Kelley *et al.*
Parallel momentum distributions as a probe of halo wave functions.
Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 30

- [Kel97] J.H. Kelley *et al.*
The effect of a limited acceptance when measuring fragment momentum distributions from halo nuclei.
Nucl. Instr. Meth. **A386** (1997) 492
- [Kid88] J.M. Kidd *et al.*
Fragmentation of carbon ions at 250 MeV/u.
Phys. Rev. **C37** (1988) 2613
- [Kin83] S.E. King *et al.*
Effect of the ^3He d state in the réaction $^2\text{H}(p,\gamma)^3\text{He}$.
Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 877
- [Kob88] T. Kobayashi *et al.*
Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon.
Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2599
- [Kob89] T. Kobayashi *et al.*
Electromagnetic dissociation and soft giant dipole resonance of the neutron-dripline nucleus ^{11}Li .
Phys. Lett. **B232** (1989) 51
- [Kob92] T. Kobayashi
Projectile fragmentation of exotic nuclear beams.
Nucl. Phys. **A538** (1992) 343c
- [Kol92] J.J. Kolata *et al.*
Quasielastic scattering of ^{11}Li and ^{11}C from ^{12}C at 60 MeV/nucleon.
Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2631
- [Kol95] J.J. Kolata *et al.*
Non publié, (1995)
- [Kor94] A.A. Korshennikov et T. Kobayashi
Main mechanisms in fragmentation of the exotic nucleus ^6He .
Nucl. Phys. **A567** (1994) 97
- [Kov79] M.A. Kovash *et al.*
Radiative capture of intermediate-energy protons to high-lying states in light nuclei.
Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 700
- [Kry93] R.A. Kryger *et al.*
Neutron decay of ^{10}Li produced by fragmentation.
Phys. Rev. **C47** (1993) R2439
- [Lab99] M. Labiche
Etude de la dissociation du ^{14}Be , noyau Borroméen à halo de deux neutrons.
Thèse, Université de CAEN (1999)
- [Lab00] M. Labiche *et al.*
The halo of ^{14}Be .
Preprint LPCC 00-06 ; nucl-ex/0006003 (2000)

- [Lew99] R. Lewis *et al.*
Deuteron stripping as a probe of the proton halo in ^{17}F .
Phys. Rev. **C59** (1999) 1211
- [Lia90] E. Liatard *et al.*
Matter distribution in neutron-rich light nuclei and total reaction cross-section.
Europhys. Lett. **13** (1990) 401
- [Lib97] J.F. Libin et P. Gangnant
Réalisation d'une cible d'hydrogène liquide à l'aide d'un cryogénérateur Leybold.
GANIL, Rapport interne **AIRES 10/97** (1997)
- [liq99] Air liquide
Encyclopedie des gaz.
Air liquide (1999) 918
- [Mar94] G. Martinez
Dépendance de la production de photons durs avec le paramètre d'impact dans les collisions entre ions lourds aux énergies intermédiaires.
Thèse, Université de CAEN (1994)
- [Mar95] F.M. Marqués *et al.*
Identification of photons and particles in the segmented electromagnetic calorimeter TAPS.
Nucl. Instr. Meth. **A365** (1995) 392
- [Mar97] F.M. Marqués
Communication privée, (1997)
- [Mar00] F.M. Marqués *et al.*
Two-neutron interferometry as a probe of the nuclear halo.
Phys. Lett. **B476** (2000) 219
- [Mat88] T. Matulewicz *et al.*
Detection of high energy photons and fast neutrons with BaF_2 scintillators.
Int. Winter Meeting on Nucl. Phys. Bormio (1988) 290
- [Mat90] T. Matulewicz *et al.*
Response of BaF_2 detectors to photons of 3-50 MeV energy.
Nucl. Instr. Meth. **A289** (1990) 194
- [Met91] Hamilton Precision Metals
Technical data sheet.
(1991)
- [Mil75] D.J. Millener et D. Kurath
The particule-hole interaction and the beta decay of ^{14}B .
Nucl. Phys. **A255** (1975) 315
- [Mit87] W. Mittig *et al.*
Measurement of total reaction cross sections of exotic neutron-rich nuclei.
Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1889

- [Mou81] J. Mougey *et al.*
Projectile fragments from 86 MeV/nucleon ^{12}C induced reactions.
Phys. Lett. **105B** (1981) 25
- [Mue00] W. Mueller *et al.*
Thirty-two-fold segmented germanium detectors to identify γ rays from intermediate-energy exotic beams.
Preprint MSUCL-1155 (2000)
- [Nav98] A. Navin *et al.*
Spectroscopy of radioactive beams from single-nucleon knockout reactions : application to the sd shell nuclei ^{25}Al and $^{26,27,28}\text{P}$.
Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5089
- [Nav00] A. Navin *et al.*
Direct evidence for the breakdown of the $N = 8$ shell closure in ^{12}Be .
Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 266
- [Neg99] F. Negoita *et al.*
Cross sections, momentum distributions, and neutron angular distributions for ^{11}Be induced reactions on silicon.
Phys. Rev. **C59** (1999) 2082
- [Oga94] Y. Ogawa, Y. Suzuki, et K. Yabana
Momentum distributions of a ^9Li fragment arising from the (^{11}Li , ^9Li) and neutron correlations.
Nucl. Phys. **A571** (1994) 784
- [Orr89] N.A. Orr *et al.*
Reaction studies of the neutron-rich nuclei $^{22,23}\text{F}$.
Nucl. Phys. **A491** (1989) 457
- [Orr92] N.A. Orr *et al.*
Momentum distributions of ^9Li fragments following the breakup of ^{11}Li .
Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2050
- [Orr97a] N.A. Orr
Exotic nuclei - Haloes.
Ecole Internationale Joliot-Curie 1997, Maubuisson (France), 8-13 septembre 1997 (1997)
- [Orr97b] N.A. Orr
Fragment momentum distributions and the halo.
Nucl. Phys. **A616** (1997) 155c
- [Oza94] A. Ozawa *et al.*
Interaction cross sections and radii of the mass number $A=17$ isobar (^{17}N , ^{17}F , and ^{17}Ne).
Phys. Lett. **B334** (1994) 18
- [Oza96] A. Ozawa *et al.*
Interaction cross sections and radii of light nuclei.
Nucl. Phys. **A608** (1996) 63

- [Oza98] A. Ozawa *et al.*
Mesurements of interaction cross-sections for carbon isotopes at relativistic energies and the halo structure in ^{19}C .
RIKEN-AF-NP-294 (1998)
- [Pér99] Y. Périer *et al.*
Interplay between the neutron halo structure and reaction mechanisms in collisions of 35 MeV/nucleon ^6He with Au.
Phys. Lett. **B459** (1999) 55
- [Phi82] R.J. Philpott et D. Halderson
Single-particle model of capture to continuum states.
Nucl. Phys. **A375** (1982) 169
- [Ree99] A.T. Reed *et al.*
Radioactivity of neutron-rich oxygen, fluorine and neon isotopes.
Phys. Rev. **C60** (1999) 024311
- [Ren95] Zhongzhou Ren *et al.*
Neutron halos in O isotopes.
Phys. Rev. **C52** (1995) R20
- [Ren96a] Zhongzhou Ren *et al.*
Relativistic mean-field study of exotic carbon nuclei.
Nucl. Phys. **A605** (1996) 75
- [Ren96b] Zhongzhou Ren *et al.*
Relativistic mean-field study of odd-A N and F isotopes.
J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **22** (1996) L1
- [Rid98] D. Ridikas, M.H. Smedberg, J.S. Vaagen, et M.V. Zhukov
Exploratory coupled channels calculations for loosely bound carbon isotopes.
Nucl. Phys. **A628** (1998) 363
- [Rii92] K. Riisager, A.S. Jensen, et P. Moller
Two-body halos.
Nucl. Phys. **A548** (1992) 393
- [Rii93] K. Riisager
in Proceedings of the 3rd International Conferences on Radioactive Nuclear Beams, East Lansing, Michigan.
edited by D.J. Morrissey (Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, France) (1993)
281
- [Rii94a] K. Riisager
Nuclear halo states.
Rev. Mod. Phys. **66** (1994) 1105
- [Rii94b] K. Riisager
Residence in forbidden regions.
Thèse d'état, Aarhus University (1994)
- [Rii97] K. Riisager
Studies of light exotic nuclei : Combining reaction and beta-decay data.
Nucl. Phys. **A616** (1997) 169c

- [Rol73] C. Rolfs
Spectroscopic factors from radiative capture reactions.
Nucl. Phys. **217** (1973) 29
- [Sag90] H. Sagawa et K. Yazaki
Momentum distributions of loosely-bound neutrons with the peripheral direct reaction model.
Phys. Lett. **B244** (1990) 149
- [Sag93] H. Sagawa, B.A. Brown, et H. Esbensen
Parity inversion in the $N = 7$ isotones and the pairing blocking effect.
Phys. Lett. **B309** (1993) 1
- [Sag94] H. Sagawa et N. Takigawa
Projectile fragmentation of halo nuclei in a peripheral direct reaction model.
Phys. Rev. **C50** (1994) 985
- [Sat79] G.R. Satchler et W.G. Love
Phys. Rep. **55** (1979) 183
- [Sat86] H. Sato et Y. Okuhara
Nucleus-nucleus scattering and interaction radii of stable and unstable beams.
Phys. Rev. **C34** (1986) 2171
- [Sco80] D.K. Scott
Towards relativistic heavy ion collisions, by small steps towards the stars.
Proceedings of the International School of Nuclear Physics, Erice 1979, in
Progress in Particle and Nuclear Physics, Pergamon Press (1980) 5
- [Shi95] S. Shimora *et al.*
Coulomb dissociation reaction and correlation of two halo neutrons in ^{11}Li .
Phys. Lett. **B348** (1995) 29
- [Sie85] J.F. Siegler, J.P. Biersack, et U. Littmark
The stopping and range of ions in solids.
Pergamon, New York (1985)
- [Sil77] J.D. Silk *et al.*
Fragmentation of ^{16}O projectiles at 100 MeV per nucleon.
Phys. Rev. **C37** (1977) 158
- [Sou92] G.A. Souliotis *et al.*
 0° measurements of momentum distributions of projectile-like fragments.
Phys. Rev. **C46** (1992) 1383
- [Tan85a] I. Tanihata *et al.*
Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p -shell region.
Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2676
- [Tan85b] I. Tanihata *et al.*
Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes.
Phys. Lett. **B160** (1985) 380

- [Tan88] I. Tanihata *et al.*
Measurements of interaction cross sections using beams of Be and B and isospin dependance of the nuclear radii.
Phys. Lett. **B206** (1988) 592
- [Tan92] I. Tanihata *et al.*
Revelation of thick neutron skins in nuclei.
Phys. Lett. **B289** (1992) 261
- [Tan96] I. Tanihata
Neutron halo nuclei.
J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **22** (1996) 157
- [Tan99] I. Tanihata
Reactions with radioactive ion beams.
Nucl. Phys. **A654** (1999) 235c
- [Tim99] N.K. Timofeyuk
On the experimental investigation of the spectra of $A = 6$ nuclei below the $3+3$ threshold.
Nucl. Phys. **A652** (1999) 132
- [Tos99a] J.A. Tostevin
Core excitation in halo nucleus breakup.
J. Phys **G** : Nucl. Part. Phys **25** (1999) 735
- [Tos99b] J.A. Tostevin
Spectroscopy of Halo nuclei from reaction measurements.
2nd International Conference on Fission and Neutron Rich Nuclei, St Andrews, June 28-July 2 (1999)
- [Tos00] J.A. Tostevin
Communication privée, (2000)
- [Tra00] L. Trache *et al.*
Optical model potentials involving loosely bound p-shell nuclei around 10 MeV/nucleon.
Phys. Rev. **C61** (2000) 024612
- [Typ94] S. Typel et G. Baur
High order effects in electromagnetic dissociation of fast particles, a soluble model and application to ^{11}Li .
Nucl. Phys. **A573** (1994) 486
- [Vaa97] J.S. Vaagen *et al.*
Teoretical studies of light halo nuclei ; bound states and continuum.
Nucl. Phys. **A616** (1997) 426c
- [Vil91] A.C.C. Villari *et al.*
Measurements of reaction cross sections for neutron-rich exotic nuclei by a new direct model.
Phys. Lett. **B268** (1991) 345

- [Vis00] A. De Visme
Détermination de l'interaction entre protons et noyaux exotiques riches en neutrons par mesure de sections efficaces de réaction.
Thèse, Université de Caen (2000)
- [Wal73] J.S. Wallace
Eikonal expansion.
Ann. Phys. (N.Y.) **78** (1973) 190
- [War92a] E.K. Warburton et B.A. Brown
Effective interactions for the $0p1s0d$ nuclear shell-model space.
Phys. Rev. **C46** (1992) 923
- [War92b] E.K. Warburton, B.A. Brown, et D.J. Millener
Large-basis shell-model treatment of $A=16$.
Phys. Lett. **B293** (1992) 7
- [War00] R.E. Warner *et al.*
Total reaction and neutron-removal cross sections of $30A - 60A$ MeV He and Li isotopes on Pb.
MSUCL-1159 (2000)
- [Wel82] H.R. Weller *et al.*
Proton capture to bound and unbound states of ^{12}C .
Phys. Rev. **C25** (1982) 2921
- [Win79] A. Winter et K. Alder
Relativistic coulomb excitation.
Nucl. Phys. **A319** (1979) 518
- [Win92] J.A. Winger, B.M. Sherrill, et D.J. Morrissey
INTENSITY : a computer program for the estimation of secondary beam intensities from a projectile fragment separator.
Nucl. Instr. Meth. **B70** (1992) 380
- [Wol99] R. Wolski *et al.*
Cluster structure of ^6He studied by means of $^6\text{He} + p$ reaction at 25 MeV/n energy.
Phys. Lett. **B467** (1999) 8
- [Yan89] T. Yanagimachi *et al.*
New two-dimentional position sensitive silicon detector with good position linearity and resolution.
Nucl. Instr. Meth. **A275** (1989) 307
- [Zah93] P.D. Zahar *et al.*
Momentum distributions for $^{12,14}\text{Be}$ fragmentation.
Phys. Rev. **C48** (1993) 457
- [Zhu93] M. Zhukov *et al.*
Bound state properties of Borromean halo nuclei : ^6He and ^{11}Li .
Phys. Rep. **231** (1993) 151

- [Zin95] M. Zinser *et al.*
Study of the unstable nucleus ^{10}Li in stripping reactions of the radioactive projectiles ^{11}Be and ^{11}Li .
Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1719
- [Zin97] M. Zinser *et al.*
Invariant-mass spectroscopy of ^{10}Li and ^{11}Li .
Nucl. Phys. **A619** (1997) 151

Etude de la structure de noyaux riches en neutrons à l'aide de nouvelles sondes

Résumé

Le cadre de ce travail est l'étude de la structure de noyaux légers riches en neutrons par différentes méthodes expérimentales et théoriques.

Nous présentons tout d'abord une étude complète des réactions de perte d'un neutron effectuée sur les noyaux de $^{12-15}\text{B}$, $^{14-18}\text{C}$, $^{17-21}\text{N}$, $^{19-23}\text{O}$ et $^{22-25}\text{F}$ avec la mesure des distributions en moment parallèle et transverse et des sections efficaces sur cibles de C et de Ta. Un modèle de type Glauber et de dissociation coulombienne, couplé à des calculs de modèle en couches, ainsi qu'un nouveau modèle utilisant l'approximation soudaine pour le calcul des distributions transverses, ont été développés. Les résultats de ces calculs sont en très bon accord avec les données, ce qui nous a permis de proposer des spins-parités pour les noyaux de ^{15}B , ^{17}C , $^{19-21}\text{N}$, $^{21,23}\text{O}$ et $^{23-25}\text{F}$ et de conclure quant à l'emploi de telles réactions comme outil spectroscopique.

Les distributions en moment des alphas et la section efficace suivant la dissociation de ^6He sur une cible de proton ont été mesurées. Les observations concordent avec des prédictions théoriques montrant la sensibilité de ces distributions à la structure du continuum de ^6He .

Enfin, pour la première fois, nous avons réalisé une expérience de capture radiative d'un proton sur ^6He à 40 MeV/nucléon. La capture sur ^6He avec formation du ^7Li a été observée avec une section efficace de $35 \pm 2 \mu\text{b}$ et la distribution angulaire des photons mesurée. Des coïncidences triples (^6Li , photons de 30 MeV et de 3.5 MeV) et doubles (^4He , photons de 27 MeV) ont aussi été observés. Elles peuvent être interprétées comme des captures du proton sur des sous-systèmes de ^6He (^5He et ^4He), ou comme des captures sur ^6He avec formation de résonances du ^7Li . De faibles indications expérimentales ainsi que l'observation d'un petit nombre de coïncidences deutons et photons de 22 MeV vont dans le sens de la première hypothèse.

Investigation of the structure of neutron-rich nuclei using new probes

Abstract

The aim of this work is the investigation of the structure of light neutron-rich nuclei using different experimental and theoretical probes.

In the first instance, a complete study of one neutron removal reactions on $^{12-15}\text{B}$, $^{14-18}\text{C}$, $^{17-21}\text{N}$, $^{19-23}\text{O}$ and $^{22-25}\text{F}$ including the measurement of momentum distributions and cross-sections on C and Ta targets, is presented. Extended Glauber and Coulomb dissociation models coupled to large scale shell model calculations together with a new model based on the sudden approximation to calculate transverse distributions have been developed. The results of these calculations are in very good agreement with the data. Consequently spin-parity assignments have been proposed for ^{15}B , ^{17}C , $^{19-21}\text{N}$, $^{21,23}\text{O}$ et $^{23-25}\text{F}$ and conclusions reached regarding the use of such reactions as a spectroscopic tool.

The alpha particle momentum distributions and cross-section for the breakup of ^6He on a proton target have also been measured. The results agree with theoretical predictions indicating the sensitivity of the momentum distribution to the ^6He continuum structure.

An experiment to observe proton radiative capture on ^6He at 40 MeV/nucleon has also been undertaken for the first time. The capture on ^6He resulting in the formation of ^7Li has been observed with a cross-section of $35 \pm 2 \mu\text{b}$ and the photon angular distribution measured. Triple (^6Li , 30 and 3.5 MeV photons) and double (^4He , 27 MeV photons) coincidences have also been observed. Such observations may be interpreted as proton capture the three body subsystems of ^6He of ^5He and ^4He or as capture on ^6He to form resonances in ^7Li . The observation of a small number of coincidences between deuterons and 22 MeV photons together with other experimental indications favour the first hypothesis.

Mots clés

Structure nucléaire
Spectroscopie nucléaire
DéTECTEURS de photons
Modèles en couches
(Physique nucléaire)
Modèles optiques
(physique nucléaire)

Key words

Nuclear structure
Nuclear spectroscopy
Photon detectors
Shell model
(nuclear physics)
Optical model
(nuclear physics)